

Röntgenspektroskopie an hochionisiertem Schwefel in einer Tokamak-Entladung

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Rainer Burhenn
aus Bochum

Bochum 1985

Röntgenspektroskopie
an hochionisiertem Schwefel
in einer transienten Entladung

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Röntgenspektroskopie an hochionisiertem Schwefel in einer Tokamak-Entladung

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Rainer Burhenn
aus Bochum

Bochum 1985

Dissertation eingereicht am : 04-06-85

Tag der mündlichen Prüfung : 21-06-85

Referent : Prof. Dr. H.-J. Kunze

Korreferent : Prof. Dr. H. Schlüter

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

- 0. Einleitung

- 1. Tokamak-Experiment ASDEX

- 2. Übersicht über Detektorsysteme zur Spektralanalyse
 von Röntgenstrahlung

- 3. Das Röntgenspektrometer
- 3.1 Aufbau eines fokussierenden Röntgenspektrometers
- 3.2 Johann - Spektrometer an ASDEX

- 4. Vieldrahtproportionalzähler (MWPC)
- 4.1 Absorption von Röntgenstrahlung
- 4.2 Funktionsweise eines Vieldrahtproportionalzählers
- 4.3 Gasverstärkung
- 4.4 Entwicklung eines ortsauflösenden MWPC als Detektor
 für das Johann-Spektrometer
- 4.4.1 Aufbau
- 4.4.2 Signalverarbeitung und Datenerfassung
- 4.4.3 Zeitauflösung
- 4.4.4 Nachweiswahrscheinlichkeit
- 4.4.5 Energieauflösung der Pulshöhenverteilung mit P10-Gas
- 4.4.6 Bestimmung der Gasverstärkung mit P10-Gas
- 4.4.7 Bestimmung der Ortsauflösung mit P10-Gas
- 4.4.8 Aufnahme der Zählrohrcharakteristik für P10-Gas
- 4.4.9 Optimierung des Gasgemisches
- 4.4.10 Bestimmung der Gasverstärkung und Energieauflösung
 bei P10-i-Butan-Gemisch
- 4.4.11 Bestimmung der Ortsauflösung mit P10-i-Butan-Gemisch
- 4.4.12 Diskussion

5. Radialprofilmessungen im Spektralbereich um die Resonanzlinien von helium- und wasserstoffähnlichem Schwefel
 - 5.1 Messung des Spektrums von heliumähnlichem Schwefel in der Umgebung der heliumähnlichen Resonanzlinie
 - 5.2 Dielektronische Satelliten
 - 5.2.1 Dielektronische Rekombination
 - 5.2.2 Stoßanregung von inneren Schalen
 - 5.3 Messung von Radialprofilen helium- und lithiumähnlicher Linien
 - 5.4 Spektrum von wasserstoffähnlichem Schwefel
 - 5.5 Verunreinigungstransport in Tokamak-Plasmen
 - 5.6 Messung der Radialverteilung von wasserstoff- und heliumähnlichem Schwefel
6. Vorstellung einiger Messungen mit hoher Zeitauflösung
7. Zusammenfassung
8. Literaturverzeichnis

0. Einleitung

Nach den Erfahrungen der letzten zwei Jahrzehnte hat sich in der Plasmaphysik der magnetische Plasmaeinschluß in torusförmigen Anordnungen, wie z.B. Tokamaks oder Stellaratoren, möglicherweise als ernstzunehmendes Prinzip für die Konzeption eines zukünftigen Fusionsreaktors erwiesen.

Ein ebenfalls konsequent verfolgtes Verfahren ist die Fusion durch Trägheitseinschluß, die im Gegensatz zum magnetischen Einschluß vollkommen andere Fragestellungen aufwirft.

Ein wichtiges Problem beim Einschluß eines Plasmas durch ein Magnetfeld ist der nicht ganz vermeidbare Kontakt des Plasmas mit dem umgebenden Entladungsgefäß bzw. mit dem Limiter. Daher gelangen ständig Verunreinigungen mittlerer und hoher Kernladungszahl, wie z.B. S, Cl, Cr, Ti, Fe oder Mo, in das Plasma, die bei den hohen Plasmatemperaturen aus dem Wandmaterial ausgelöst oder von der Oberfläche (Wandkontaminationen) abgelöst werden können. Diese Ionen liegen bei den herrschenden Elektronentemperaturen nicht, wie das Entladungsgas (normaler oder schwerer Wasserstoff), vollionisiert vor und können somit einen beträchtlichen Teil der im Plasma gespeicherten Energie durch Strahlung dem Plasma entziehen.

Auf der anderen Seite läßt sich der "Not" einer gewissen gegebenen Verunreinigungskonzentration auch eine "Tugend" abgewinnen, indem man gerade diese Ionen zur Untersuchung und Bestimmung von Plasmaparametern heranzieht, wie z.B. zur Bestimmung der Ionen- und Elektronentemperatur, der Untersuchung der Ladungszustandsverteilung oder der Untersuchung der Elektronenverteilungsfunktion während des Betriebs von Zusatzheizungen. Der Emissionsbereich dieser Verunreinigungen liegt bei den heutigen Elektronentemperaturen und den damit verbundenen hohen Ionisationszuständen weitgehend im Röntgengebiet, was die Stellung der Röntgenspektroskopie in der heutigen Plasmaphysik unterstreicht.

Auf der anderen Seite ist das, im Vergleich zu Pinchentladungen, langlebige Tokamakplasma auch für diverse spektrosko-

pische Zwecke eine begehrte Lichtquelle. Wie von Wang et al. (1985) / 1/ am TEXT- Tokamak kürzlich gezeigt, ist es auch möglich mit einer Sägezahnentladung Ratenkoeffizienten für Rekombination und Ionisation, in diesem Fall für hochionisiertes Titan, zu bestimmen - ein Gebiet, was bisher hauptsächlich anhand von Theta-Pinch-Entladungen studiert wurde / 2/.

Zusammenfassend wird der Röntgenspektroskopie in der Zukunft eine wichtige Rolle bei der Diagnose von Plasmen zukommen.

In einer Zusammenarbeit des Institutes für Experimentalphysik V der Ruhr-Universität Bochum, des Institutes für Plasmaphysik der Max-Planck Gesellschaft und des Institutes für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich wurde für den Tokamak ASDEX im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ein Johann-Spektrometer konzipiert und erstellt / 3/, mit dem spektral hochaufgelöste Messungen an ASDEX im Röntgenbereich durchgeführt werden können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, in Zusammenarbeit mit dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich, einen 96-Kanal-Vieldrahtproportionalzähler (MWPC) mit Einzeldrahtauslesung zu entwickeln, der die, für diesen Zählertyp höchstmögliche, Ortsauflösung von 1 mm / 4/ besitzt. Dieser Zähler dient als Detektor für das Johann-Spektrometer zum Zwecke der zeitlich hochauflösenden Messung von Verunreinigungspektren am Tokamak ASDEX.

1. Tokamak-Experiment ASDEX

Im Tokamak-Experiment ASDEX (Axial Symmetric Divertor Experiment) wird ein torusförmiges Plasma von ca. 40 cm Plasmradius und einem großen Radius von $R = 165$ cm erzeugt und für 2 - 3 s magnetisch eingeschlossen. Das Entladungsgas (i.A. normaler oder schwerer Wasserstoff) füllt man in ein evakuiertes, ebenfalls torusförmiges, Entladungsgefäß, das ringförmig mit Magnetfeldspulen, sogenannten Hauptfeldspulen, umgeben ist. Sie erzeugen das für den Einschluß des Plasmas nötige toroidale Magnetfeld.

Über eine Transformatorwicklung wird in dem leicht vorionisierten Entladungsgas ein Ringstrom von maximal einigen hundert Kiloampere induziert, der das Plasma ohmsch auf eine bestimmte Temperatur aufheizt. Durch das dem Strom richtungsgleich überlagerte Hauptmagnetfeld sind die Plasmateilchen aufgrund der Lorentzkraft prinzipiell daran gehindert, senkrecht zum Magnetfeld zur Wand des Entladungsgefäßes zu diffundieren. Ihre Energie senkrecht zum Magnetfeld wandelt sich durch die wirkende Lorentzkraft um in eine Kreisbewegung um die Feldlinie - eine sogenannte Gyration. Aufgrund der toroidalen Struktur der Anordnung existiert ein radialer Gradient des Hauptmagnetfeldes in Richtung der Torusachse. Durch diesen Gradienten wird auf die Plasmateilchen eine Kraft radial nach außen ausgeübt, die in Verbindung mit der Lorentzkraft für eine Drift, entgegengesetzt für Elektronen und Ionen, in vertikaler Richtung sorgt - also für eine Ladungstrennung. Der Stromfluß des Plasmas selbst erzeugt ebenfalls ein ihm kreisförmig umgebendes Magnetfeld, das sogenannte Poloidalfeld. Die Überlagerung des Poloidalfeldes mit dem Toroidalfeld führt zu helikalen, die Plasmaachse umlaufenden Magnetfeldlinien, die konzentrische geschlossene magnetische Oberflächen bilden. Sie sorgen im Plasma für einen Ladungsausgleich und verhindern Ladungstrennung.

Einer Ausdehnung des gesamten Plasmaringes aufgrund des größeren magnetischen Druckes auf der Innenseite im Vergleich zur Außenseite des Torus wirkt ein homogenes vertikales magne-

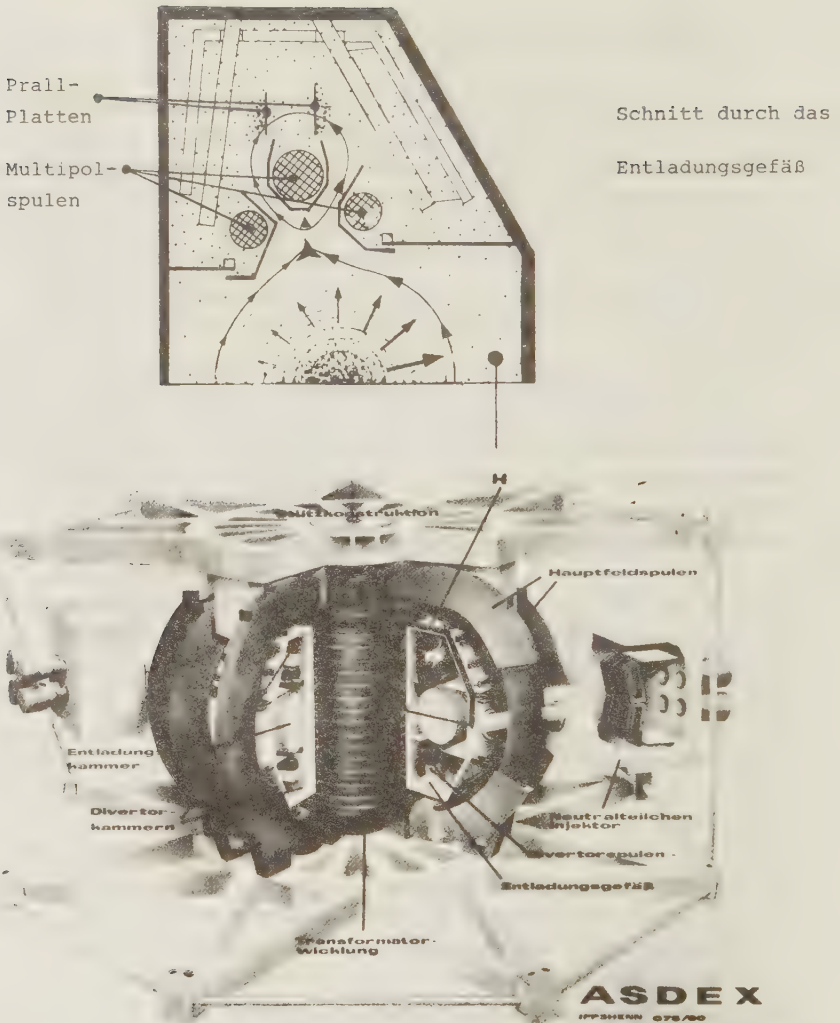


Abb. 1 : Schematische Darstellung des Tokamaks ASDEX / 5/

tisches Feld entgegen. Da die Existenz eines Poloidalfeldes für die Stabilität des Plasmas entscheidend ist, erkennt man, daß das Plasma nur so lange bestehen kann, wie auch der induzierte Plasmastrom aufrechterhalten werden kann. Insofern ist der Tokamak bisher nur gepulst betreibbar.

Das Plasma wird i.A. durch einen Limiter von der Wand des Entladungsgefäßes ferngehalten. Alle magnetischen Oberflächen, die auf den Limiter treffen, "schälen" sich auf diese Art und Weise ab, sodaß der Limiter den einzigen materiellen Kontakt zum Plasma darstellt.

Beim Tokamak-Experiment ASDEX wurde dieser materielle Limiter durch einen magnetischen Limiter ersetzt. Toroidal ober- und unterhalb der eigentlichen Entladungskammer befinden sich Multipolspulen, deren magnetisches Feld durch Überlagerung mit dem Poloidalfeld außerhalb des Plasmas das Magnetfeld in Form einer Acht jeweils in separate sogenannte Divertorkammern lenkt. Plasmateilchen, die aus dem Plasma diffundieren und die Grenzschicht des Bereiches konzentrischer Feldlinien überschreiten, gelangen auf die Separatrix, werden in die Divertorkammern geleitet, auf Prallplatten neutralisiert und abgepumpt. Auf diese Art besitzt das Plasma prinzipiell keinen Wandkontakt, und es gelangen weniger schwere Verunreinigungen in das Plasma, die aufgrund hoher Strahlungsverluste das Plasma abkühlen können.

Zusätzlich zur ohm'schen Heizung kann das Plasma auch durch Injektion von schnellen Neutralteilchen geheizt werden. Somit können, je nach Heizleistung und vorliegenden Plasmamparametern, Elektronentemperaturen von einigen hundert Elektronenvolt bei ohm'scher Heizung und bis zu einigen Kiloelektronenvolt bei Neutralteilcheninjektion erreicht werden. Die Ionentemperatur beträgt etwa $T_i = 0.5 - 4 \text{ keV}$, und die Elektronendichte variiert im Bereich von ca. $1 - 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Bei diesen Elektronentemperaturen liegen die Verunreinigungen Schwefel und Chlor, die in den relativ sauberen ASDEX-Entladungen mit hoher Konzentration vorkommen, auch in der ohm'schen Phase der Entladung bereits wasserstoff- und heliumähnlich im Zentrum des Plasmas vor.

2. Übersicht über Detektorsysteme zur Spektralanalyse von Röntgenstrahlung

Zur spektralen Analyse von Teilchen- oder hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung, wie Röntgen- oder Gammastrahlung, steht eine Palette von Meßverfahren zur Verfügung. Die Wahl des jeweils geeigneten Detektortyps richtet sich vor allem nach dem Prinzip, mit dem eine spektrale Information gewonnen werden soll. So besteht grundsätzlich die Möglichkeit, die Strahlungsenergie, z.B. im Röntgengebiet, mit einem Braggkristall räumlich zu trennen und mit einem ortsauflösenden Detektor zu registrieren, oder aber die elektrische Ladung, die bei der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie durch Ionisation entsteht, als Maß für die Energie zu nehmen. Letzteres, als Pulshöhenanalyse bezeichnetes, Verfahren ist im Bereich der Kernphysik ein vielbenutztes Spektroskopieverfahren geworden.

Seit dem Ende der vierziger Jahre wurden als Detektoren für derartige Zwecke vorwiegend Zählrohre verwandt. Ihre Entwicklung hat sich im Laufe der Zeit derart verfeinert und erweitert, daß sie bis heute von der fortschreitenden Halbleiter- und Fotovervielfacherentwicklung nicht von der Bühne der Strahlungsdetektoren verdrängt werden konnten.

Aber auch klassische passive Nachweisgeräte, wie Röntgenfilme und Fotoplatten, die sicherlich mit am stärksten durch den rapiden Fortschritt betroffen und ersetzbar wurden, sind nach wie vor existenzberechtigte und bei vielen Problemstellungen einzig geeignete Mittel.

Heutige, für orts- und zeitauflösende röntgenspektroskopische Untersuchungen vielbenutzte, Detektoren lassen sich grob in die Kategorie 'Festkörperzähler' und 'Zählrohrkammern' einordnen.

Die Gruppe der sogenannten Festkörperzähler untergliedert sich prinzipiell in Fotovervielfacher, Szintillationszähler und Halbleiterdetektoren.

Der Begriff 'Halbleiterdetektor' umfaßt u.a. Sperrschichtzähler, wie beispielsweise ionenimplantierte Detektoren, und die

bekannten Oberflächensperrschichtzähler (surface barrier), 'diffundierte' Sperrschichtzähler, unter deren Rubrik die vielverwendeten Si(Li)- und Ge(Li)-Detektoren fallen, und schließlich die 'Avalanche'-Detektoren, die bereits zählrohrverwandte Eigenschaften besitzen.

Allen Halbleiterdetektoren gemeinsam ist eine im Vergleich zu anderen Detektorarten, insbesondere den Szintillationszählern, vorzügliche Energieauflösung. Vorteilhaft ist auch ihre Kompaktheit, die jedoch unter Umständen durch benötigte Kühlvorrichtungen zur Rauschunterdrückung verloren gehen kann.

Bei Halbleiterdetektoren mit Sperrschicht, wie z.B. dem Oberflächensperrschichtzähler, bildet die Grenzschicht von p- und n-dotiertem Halbleitermaterial das Nachweisvolumen. Diese relativ dünne Schicht bietet höherenergetischer elektromagnetischer Strahlung wenig Absorptionsmöglichkeit. Zudem muß das Vorhandensein einer geringen Totschicht an der Einfallsseite des Detektors und deren Änderung mit der Betriebsspannung, insbesondere bei weicher Röntgenstrahlung, berücksichtigt werden. Außer bei Detektoren, bei denen sich die Raumladungszone über das gesamte Nachweisvolumen erstreckt (fully depleted), variiert das Zählervolumen und somit die Zählerkapazität mit der Betriebsspannung. In diesen Fällen muß man zur Signalverarbeitung auf ladungsempfindliche Vorverstärker zurückgreifen. Bezüglich ihrer Zeitauflösung gehören sie allerdings zu den schnellsten der Strahlungsdetektoren.

Auf dem Gebiet der hochauflösenden Gamma- und Röntgenspektroskopie werden häufig diffundierte Sperrschichtzähler verwendet. Sogenannte lithiumgedriftete Germanium- und Siliziumdetektoren, kurz Ge(Li)- bzw. Si(Li)-Detektoren, besitzen ein großes Zähler- und somit Wechselwirkungsvolumen und zudem eine exzellente Energieauflösung. Beide Detektoren ergänzen sich in der zu beobachtenden Strahlungsenergie. Der Ge(Li)-Detektor wird vorwiegend für Gammaenergien oberhalb von 50 - 100 keV eingesetzt und der Si(Li)-Detektor im niederenergetischen Bereich unterhalb dieser Grenze. Aufgrund ihres größeren Zählervolumens besitzen sie gegenüber den anderen Halbleiterdetektoren eine etwas schlechtere Zeitauflösung und eine stärkere Abhängigkeit

der Pulsform vom Ort der Absorption entlang der Detektoreintrittsfläche. Bei Si(Li)-Detektoren findet man im allgemeinen ein sehr lineares Verhalten der Pulshöhe in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Ihre Nachweiswahrscheinlichkeit wird für niedrige Energien im wesentlichen nur durch das Fenster begrenzt.

Szintillationszähler haben eine relativ schlechte Energieauflösung, eignen sich aber für Intensitätsmessungen bei unkomplizierten Spektren wegen ihrer hohen Quantenausbeute. Abb. 2 zeigt die Energieauflösung des Pulshöhenspektrums der drei Detektortypen für die Energie von Ag K.

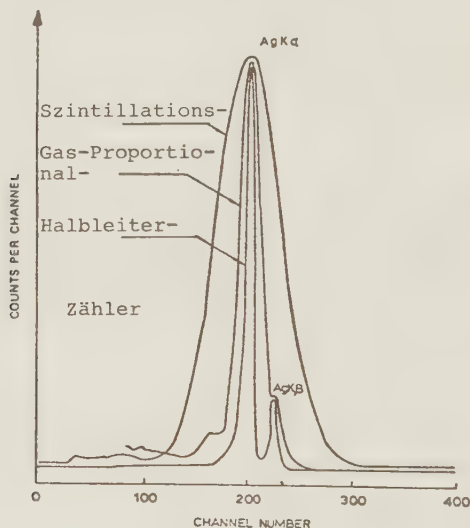


Abb. 2 (A.H.F. Muggleton (1972) / 6/)

Im interessierenden Energiebereich bietet sich als Alternative auch die Verwendung von Proportionalzählrohren oder Zähl-drahtkammern an. Ihr Vorteil besteht in der hohen Gasverstärkung, die, trotz wesentlich geringerer Primärisionisation als beim Halb-

leiterdetektor, für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis sorgt. Da die Gasverstärkung, unabhängig vom Ort der Absorption im Zählrohr, erst unmittelbar in Drahtnähe erfolgt, ist die Pulsform bei niederenergetischer Röntgenstrahlung kaum vom Ort der Absorption abhängig.

Bei Verwendung von Vieldrahtproportionalzählern (MWPC) erhält man zudem gute Zeitauflösungen und hohe verarbeitbare Zählraten. Die anfallende Gesamtzählrate teilt sich hierbei auf die Anzahl der Zähldrähte des MWPC's auf, sodaß die Zählrate pro Draht entsprechend niedrig gehalten werden kann. Man kann das MWPC durch geeignete Wahl der Gasfüllung und Veränderung des Zählgasdruckes an das jeweilige Meßproblem anpassen. Wie bei den Si(Li)-Detektoren ist auch bei ihnen die Nachweiswahrscheinlichkeit bei hohen Energien durch die geringe Absorption der Strahlung und bei niedrigen Energien durch Absorption im Fensterbereich gegeben.

Soll die Energieauflösung in einem Kristallspektrometer über die Ortsauflösung eines Detektors gewonnen werden, so existieren hierfür sowohl ortsempfindliche Halbleiterdetektoren und Fotovervielfacher als auch Vieldrahtproportionalzähler.

Im allgemeinen wird bei diesen Zählern die bei einem Absorptionseignis entstehende Ladung - beim Proportionalzähler entsprechend verstärkt - in eine sogenannte Verzögerungsleitung eingekoppelt (delay line). Die Ortsinformation gewinnt man z.B. über eine Differenzmessung der Eintreffzeiten des 'zerfließenden' Ladungspaketes an beiden Enden der Verzögerungsleitung oder durch eine Schwerpunktsbestimmung der Ladungsverteilung (centre of gravity). Mit diesen Verfahren konnten bisher Ortsauflösungen um ca. $100 \mu\text{m}$ / 7 / 8 / erreicht werden. Allerdings ist die verarbeitbare Zählrate aufgrund der Pulslaufzeiten in der Verzögerungsleitung und der anschließenden Signalweiterverarbeitung begrenzt. Betreibt man bei einem Vieldrahtproportionalzähler jeden der nebeneinander befindlichen Drähte als separates Zählrohr, so können auch sehr hohe Zählraten mit guter Zeitauflösung und dem Zähldrahtabstand als Ortsauflösung verarbeitet werden.

Miniaturisierte Fotovervielfacher in Form von Vielkanal-

platten (MCP) bieten ebenfalls die Möglichkeit einer guten Ortsauflösung - allerdings nur mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 1 - 15% im Röntgenbereich ohne Verwendung eines Szintillators, jedoch auch mit hoher Signalverstärkung.

Unterliegt der Detektor während des Meßbetriebes einer hohen Neutronenbelastung, so treten vorwiegend bei Festkörperdetektoren nach einiger Zeit Strahlungsschäden auf, die z.B. bei Halbleiterdetektoren zu einer Veränderung in der Kristallstruktur führen und die Messung beeinträchtigen können. Hier würde sich möglicherweise der Einsatz eines Vieldrahtproportionalzählers als geeignet erweisen.

3. Das Röntgenspektrometer

Für Strahlung im interessierenden Wellenlängenbereich von 0.15 nm bis 2 nm ist Braggreflexion ein geeignetes Verfahren zur spektralen Analyse. Als dispersives Element dient ein Kristall, an dessen periodischer Kristallstruktur (Gitterebenen) der einfallende Röntgenstrahl derart reflektiert, daß bei gegebenem Einfallswinkel θ_B die spektrale Komponente

$$3.1 \qquad \lambda = \frac{2 \cdot d}{n} \sin \theta_B$$

θ_B : Braggwinkel
d : Gitterkonstante
n : Ordnung

konstruktiv interferiert und somit unter dem Winkel θ_B reflektiert wird. Prinzipiell ist dieses Verfahren die Fortsetzung des optischen Gitters in den Bereich von Gitterabständen d atomarer Größenordnung, die für die Dispersion von Strahlung derart kleiner Wellenlänge notwendig wird. Man erreicht somit, je nach eingestelltem Braggwinkel bezüglich Quelle und Detektor, die Herausfilterung einer bestimmten Wellenlänge oder, wenn man dem einfallenden Strahl eine Winkeldivergenz erlaubt, eine gleichzeitige Aufspaltung der Strahlung in die verschiedenen Wellenlängen. Das entstehende Wellenlängenspektrum kann dann mit einem ortsauflösenden Detektor registriert werden. Um möglichst viel Intensität auszunutzen und die Auflösung zu verbessern, benutzt man vielfach statt ebener Kristalle fokussierende Anordnungen mit gebogenen Kristallen, wie auch im vorliegenden Fall.

3.1 Aufbau eines fokussierenden Röntgenspektrometers

Um mit einem gebogenen Kristall eine fokussierende Anordnung zu bauen, müssen an den Kristall folgende Anforderungen

gestellt werden:

1. Der Kristall ist parallel zu den benötigten Netzebenen geschnitten.
2. Er ist mit einem Krümmungsradius von $2 \cdot R$ gebogen, wobei R der Radius des Fokal- bzw. Rowlandkreises ist, auf dem sich der Detektor, der Kristall und eine angenommene virtuelle punktförmige Röntgenquelle S befindet.
3. Seine optische Oberfläche liegt auf dem Rowlandkreis.

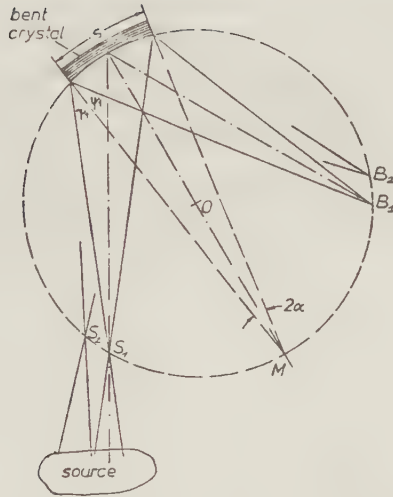
Sind diese Bedingungen erfüllt, so besitzen die Strahlen, die von einem bestimmten Punkt S auf dem Fokalkreis auf den Kristall fallen, den gleichen Braggwinkel, und werden somit, wie in Abb. 3a skizziert, entsprechend der Braggbeziehung (2.1) monochromatisch auf die Detektorseite des Rowlandkreises fokussiert. Ändert sich die Position der "Röntgenquelle" auf dem Rowlandkreis, so ändert sich auch der Braggwinkel und somit die fokussierte Wellenlänge und der Ort **des Fokus** entsprechend. Diese Anordnung wird als Johannson-Spektrometer bezeichnet.

Befindet sich außerhalb des Rowlandkreises ein ausgedehntes gleichförmiges Plasma, so existieren immer Strahlbündel, die ihren Schnittpunkt an verschiedenen Orten auf dem Rowlandkreis besitzen und daher in der Bildebene auf unterschiedliche Positionen, entsprechend unterschiedlichen Wellenlängen, fokussiert werden. Auf diese Art und Weise läßt sich sogar ein Spektrum der Plasmastrahlung gewinnen in einem Energieintervall, das durch die Gitterkonstante des Kristalls d und die Geometrie festgelegt ist.

Da im allgemeinen die Bedingungen 2 und 3 mechanisch sehr schwer zu realisieren sind, läßt man meist, wie von Johann 1931 erstmals beschrieben, die Bedingung 3 entfallen. Diese Vereinfachung führt zu einer Defokussierung auf dem Fokalkreis, die eine Linienverbreiterung, die sogenannte "Johann-Verbreiterung" Δx_J , zur Folge hat.

Diese Verbreiterung ist minimal in der Ebene, die durch den Krümmungsmittelpunkt M des Kristalls und den Schnittpunkt des

a)
Johannsonspektro-
meter



b)
Johannspektrometer

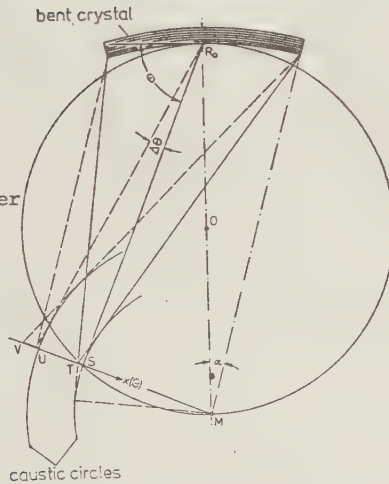
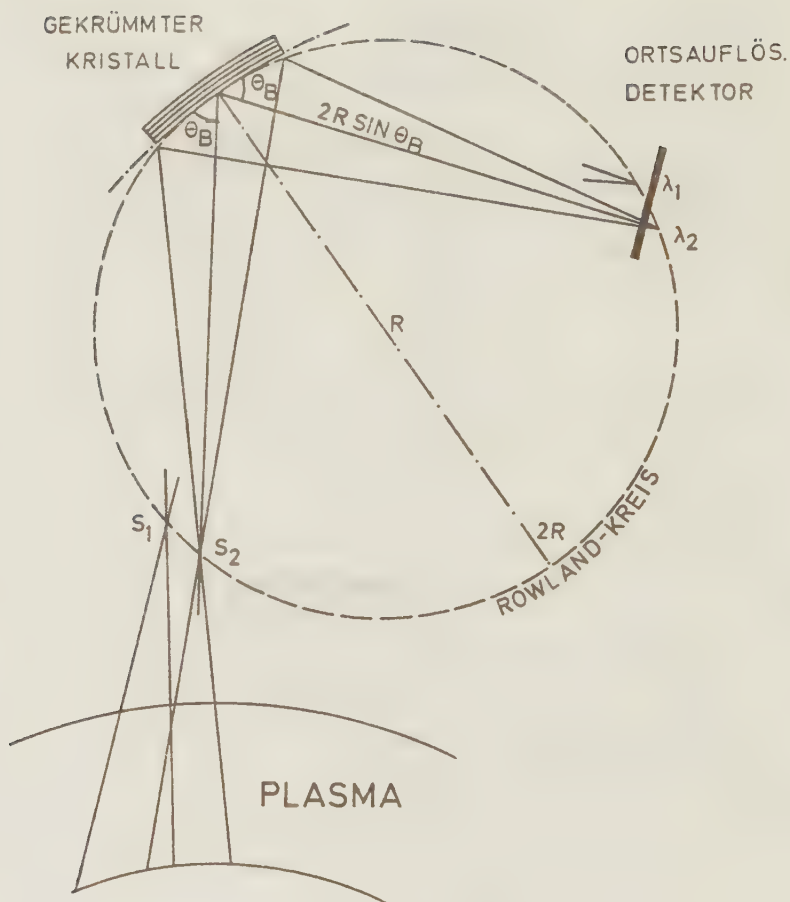


Abb. 3 : Prinzipielle Anordnungen vom Johannson- und Johann-Spektrometer
(Beier (1980) /3 /)



0.75m-JOHANN-RÖNTGENSPEKTROMETER

Abb. 4 : Anordnung des Johannspektrometers
am Tokamak ASDEX

reflektierten Strahls mit dem Rowlandkreis festgelegt ist. Vereinfacht gesagt, die Verbreiterung ist minimal in der Ebene $x(\theta)$ senkrecht zum reflektierten Mittelpunktssstrahl durch seinen Schnittpunkt mit dem Rowlandkreis. In dieser Ebene sollte der ortsauflösende Detektor positioniert sein, um maximale Auflösung zu gewährleisten.

Die zur kurzwelligen Seite hin entstehende Johannverbreiterung beträgt in einer Braggwinkelposition θ_B für den Mittelpunktssstrahl, mit der Näherung $s/4R = \alpha \ll 1$ / 3/

$$\Delta x_J = R \alpha^2 \cos \theta_B$$

s : Kristall-Länge

R : Rowlandkreisradius

und stellt somit eine obere Grenze für die mit dem Spektrometer erreichbare Spektralauflösung dar:

$$\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)_{Joh} = 32 \left(\frac{R}{s}\right)^2 \tan^2 \theta_B .$$

Ist die Ortsauflösung nicht durch die Johannverbreiterung gegeben, sondern allgemein durch eine Apparatebreite Δx , so läßt sich die resultierende spektrale Ortsauflösung berechnen zu

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2 R}{\Delta x} \left(\frac{1}{\cos \theta_B} - \cos \theta_B \right)$$

und die Dispersion $d\lambda/d\lambda$ in der Winkelstellung θ_B zu

$$\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{R}{d} \tan \theta_B .$$

In Abb. 5 ist die erreichbare spektrale Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ in Abhängigkeit des eingestellten Braggwinkels für verschiedene Ortsauflösungen des Detektors einschließlich der reinen Johannverbreiterung skizziert. Im praktischen Betrieb lassen

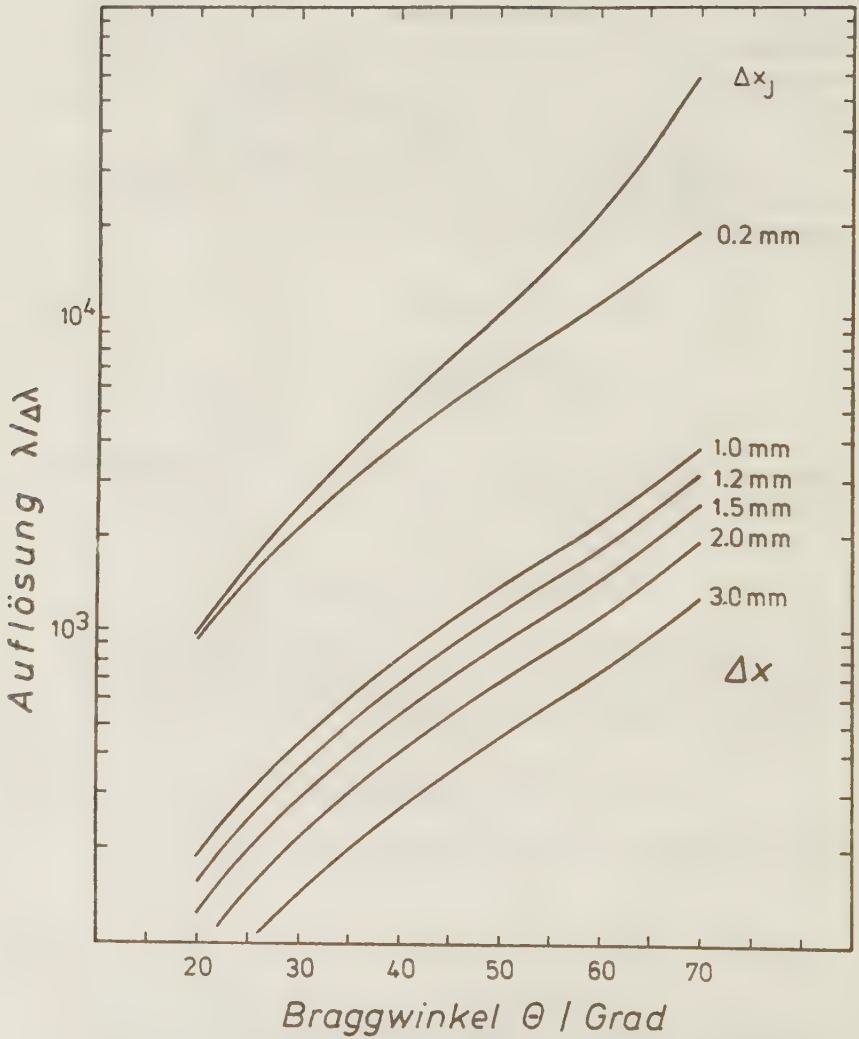


Abb. 5 : Spektrale Auflösung des Johann-Spektrometers in Abhängigkeit des Bragg-Winkels für Detektoren unterschiedlicher Ortsauflösung Δx .

sich Braggwinkel bis zu etwa $\theta_B = 60^\circ$ erreichen und somit theoretische Auflösungen von ca. $\lambda/\Delta\lambda = 20\,000$. Für Untersuchungen, wie die im folgenden präsentierten Messungen von zeit aufgelösten Linienintensitätsverhältnissen, ist keine derart gute spektrale Auflösung notwendig, da die gesamte Linienbreite ohne weiteres in einen Detektorkanal fallen darf, jedoch eine hohe Zählrate erwünscht, um die zeitliche Auflösung zu gewährleisten.

Mit der gegebenen Spektrometer - Detektor - Anordnung und einer Ortsauflösung des Detektors von $x = 1\text{ mm}$ ist somit eine maximale spektrale Auflösung von ca. $\lambda/\Delta\lambda = 3000$ erreichbar, was für den vorliegenden Zweck ausreichen sollte, speziell dann, wenn man die Auswahl der Kristalle so trifft, daß man bei höheren Braggwinkeln messen kann.

3.2 Johann - Spektrometer an ASDEX

Das für die nachfolgenden Messungen an ASDEX benutzte Johann-Spektrometer besitzt einen Rowlandkreisradius von $R=0.75\text{ m}$. Die Kristalle wurden durch eine zweiteilige Halterung, deren Innenflächen auf den gewünschten Radius gefräst und poliert waren, mit einem Krümmungsradius von $2R=1.5\text{ m}$ gebogen. Die Drehachse des Kristalls befindet sich ca. $D=3.1\text{ m}$ von der toroidalen Achse des Tokamaks entfernt und wird mittels eines mit einem Schrittmotor angetriebenen Goniometer bewegt. Der Kristall ist in einer sogenannten evakuierten Bandkammer montiert, von der eine starre Vakuumverbindung zum Entladungsgefäß für die einfallenden Strahlen und in Reflexionsrichtung eine bewegliche Vakuumverbindung zum Detektor besteht. Die Verbindung zum Entladungsgefäß legt somit die Einfallrichtung fest, während die Verbindung zum Detektor, der sogenannte Detektorarm, zusammen mit dem Detektor in jede gewünschte Winkelstellung bzgl. des Kristalls gefahren werden kann, um die reflektierte Strahlung zu messen. Sie ist mit Vakuumbälgen aufgebaut und kann somit auch in ihrer Länge $2 \cdot R \cdot \sin \theta_B$ jeweils auf die korrekte Position auf dem Rowland-Kreis gefahren werden.

Alle Bewegungen, die Kristallwinkeleinstellung, die Detektorwinkeleinstellung und die Detektorentfernungseinstellung können mittels Schrittmotoren über eine Rechnersteuerung komfortabel in jede gewünschte Braggposition gefahren werden.

Um auch verschiedene radiale Positionen bzgl. des Plasmas einstellen zu können, wurde die starre Vakuumverbindung an der Einfallsseite über einen beweglichen Balg an das Entladungsgefäß angeschlossen. Dadurch kann das gesamte Johann-Spektrometer mit dem Balg als Drehpunkt hydraulisch in vertikaler Richtung verstellt werden. Somit läßt sich ein stufenloser Scan über den Plasmaradius durchführen.

Die Verbindung vom Detektor, der mit Gas unter Atmosphärendruck gefüllt ist, zum Detektorarm, der unter Vakuum steht, wurde durch eine dünne aluminiumbedampfte Postaphan-Folie auf einem Metallstützgitter realisiert.

Als Kristall eignete sich in dem beobachteten Wellenlängenbereich von ca. 0.5 nm der Silizium-Kristall Si ¹101 mit der Gitterkonstanten $2d = 0.626$ nm. Aus diesem Grunde lagen die Braggwinkel etwa bei $\theta = 54^\circ$, wobei, mit der Ortsauflösung des Detektors von $\Delta x = 1$ mm, eine spektrale Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda = 1600$ erreicht werden konnte und eine Dispersion von etwa $d\lambda/dx = 3 \cdot 10^{-4}$ nm/mm.

4. Vieldrahtproportionalzähler (MWPC)

Seit dem Bau des ersten Vieldrahtproportionalzählers von Charpak et al. (1968) / 9/ ist dieses Prinzip des ortsauflösenden Detektors in vielen Disziplinen der Forschung aufgegriffen worden. Ursprünglich in der Kernphysik beheimatet, erweiterte sich sein Anwendungsbereich z.B. auf die Gebiete der Astronomie, Medizin, Kristallographie und Biologie.

In der Plasmaphysik, in der naturgemäß hohe Zeitauflösungen unterhalb des Mikrosekundenbereiches erforderlich sind, findet diese Technik ebenfalls zunehmend Verwendung z.B. in der Röntgenspektroskopie an Tokamak-Plasmen /7 /10/, wo die Entladungsdauern größenordnungsmäßig hundert Millisekunden bis Sekunden betragen und hohe Zählraten zu verarbeiten sind.

Für den Einsatz eines ortsauflösenden MWPC's an einem Kristallspektrometer sind die entscheidenden Spezifikationen

- die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ im betrachteten Energiebereich für die jeweilige Strahlungsart und -intensität,
- die maximal verlustfrei verarbeitbare Zählrate,
- die Ortsauflösung Δx , die letztlich die Energieauflösung bestimmt,
- die Energieauflösung $\Delta E/E$ bzgl. der Pulshöhe an einem Draht und
- die Gasverstärkung M .

Grob werden diese Parameter sicherlich durch die Bau- und Ausleseart des MWPC's festgelegt, primär sind diesen Größen jedoch durch die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse Grenzen gesetzt, sodaß entsprechenden Anforderungen nur durch Verständnis des Nachweisprozesses Rechnung getragen werden kann. Im allgemeinen kann man den Nachweisprozess in einem Zählrohr unterteilen in

- a) Absorption der Strahlung und Umsetzung ihrer Energie E_x in elektrische Ladung Q_p durch Ionisation des Zählgases
- b) Gasverstärkung der Primärladung Q_p um den Gasverstärkungsfaktor M und Messung der Ladung $Q = M \cdot Q_p$ am Zähl-
draht.

Im ersten Teil ist vorwiegend die Kenntnis gasspezifischer Größen und die Art des vorherrschenden Absorptionsmechanismus bzgl. der vorliegenden Strahlung notwendig. Im zweiten Teil benötigt man bereits Informationen über die elektrotechnischen Eigenschaften der Kammer, wie Zählerkapazität und Verlauf des elektrischen Feldes, um die Gasverstärkung und Pulshöhe abschätzen zu können.

4.1 Absorption von Röntgenstrahlung

Treten geladene Teilchen in das gasgefüllte Zählervolumen ein, so verlieren sie durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Zählgasatomen ihre ganze oder einen Teil ΔE ihrer Energie E in mehreren Ionisations- und Anregungsereignissen; sie ziehen also eine sogenannte Ionisations-"Spur" durch das Zählgas.

Im Gegensatz hierzu ist die Absorption eines Photons ein lokalisiertes einfaches Ereignis.

Die Schwächung eines Photonenstrahls der Intensität I_0 beim Durchdringen eines Mediums der Dicke d und der Dichte ϱ lässt sich durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreiben:

$$4.1.1 \quad I = I_0 \exp(-\mu(E)d\varrho)$$

wobei $\mu(E)$: Massenabsorptionskoeffizient des Mediums
 I : Intensität hinter dem Medium

Der Massenabsorptionskoeffizient μ ist empfindlich von der Energie der elektromagnetischen Strahlung abhängig und setzt

sich aus den Beiträgen

- photoelektrische Absorption (μ_{ph}),
- Comptonstreuung (μ_C) und
- Paarbildung (μ_p)

zusammen zu

$$\mu(E) = \mu_{ph}(E) + \mu_C(E) + \mu_p(E) .$$

In Abb.6 ist als Beispiel der Massenabsorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Strahlungsenergie für Aluminium ($Z=21$) dargestellt.

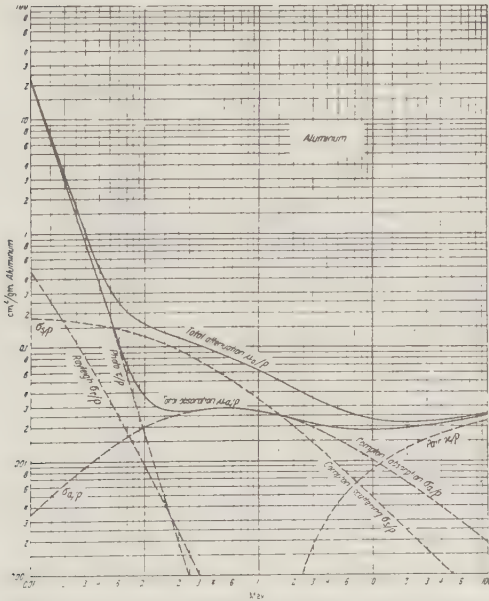


Abb. 6

(R.D.Evans (1958) /11/)

Dem Diagramm ist zu entnehmen, daß bei Energien unterhalb von ca. 100 keV die photoelektrische Absorption den dominierenden Absorptionsmechanismus darstellt.

Eine Übersicht über den Dominanzbereich der drei Effekte in Abhängigkeit von der Photonenenergie für Absorbermedien mit unterschiedlicher Massenzahl Z ist in Abb. 7 dargestellt. Man

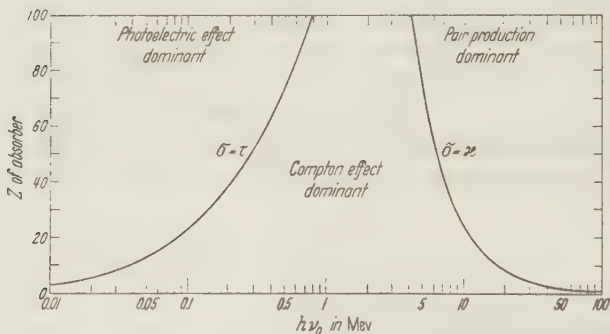


Abb. 7 (R.D. Evans (1958) /11/)

erkennt, daß bei den Absorbermedien, die üblicherweise als Zählgas eingesetzt werden, d.h. etwa für $Z \geq 18$ (Argon), Comptoneffekt und Paarbildung im Energiebereich unter 70 keV zu vernachlässigen sind, sodaß

$$\mu(E) \cong \mu_{ph}(E).$$

Bei der sogenannten photoelektrischen Absorption wird die absorbierte Energie E_x des Photons dazu benutzt, ein Elektron bei entsprechender Photonenenergie z.B. aus der K-Schale (Bindungsenergie E_k) eines Gasatoms zu entfernen. Die Wahrscheinlichkeit p_k , daß dies in der K-Schale stattfindet, ist für verschiedene Gase in Tab. 1 angeführt. Die Energie $E_e = E_x - E_k$, die dem Photoelektron als kinetische Energie zugeführt wird,

wird anschließend im Zählgas in vielen Ionisations- und auch Anregungsereignissen dissipiert. Hierbei entsteht eine sogenannte primäre Ionisationsladung Q'_p . Diese primär erzeugte Ladung verliert in Sekundärprozessen ebenfalls auf die gleiche Weise ihre Energie und erzeugt somit zusammen mit der primären Ionisationsladung Q'_p die Gesamtionisationsladung Q_p .

Die Energiebeträge, die zu einer Stoßanregung von Zählgasatomen führen, sind für die Umwandlung der Energie E_e in elektrische Ladung Q_p verloren. Hierbei werden meist metastabile Zustände oder Zustände, die bei der Rückkehr in den Grundzustand im sichtbaren oder ultravioletten Spektralbereich emittieren, angeregt. Insofern ist zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares im Mittel ein Energiewert W (W - Wert) notwendig, der größer ist als die Ionisationsenergie E_i /12/13/ (siehe Tab.1). In Abb. 8 ist die Wahrscheinlichkeit für die drei möglichen Wechselwirkungsprozesse während des Driftvorganges der Elektronen in Abhängigkeit der reduzierten elektrischen Feldstärke E/P für Argon skizziert.

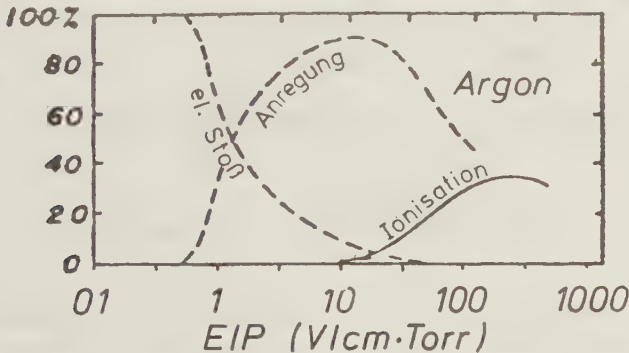


Abb. 8 (L.B. Loeb (1961) /14/)

Das ursprünglich durch den Photoeffekt angeregte Gasatom kann i.a. auf zwei Arten wieder in den Grundzustand übergehen und die Restenergie E_k freisetzen:

- i) kaskadenförmiger Übergang der Elektronen höherer Energieniveaus E_n in den Grundzustand des Gasatoms unter Emission von Photonen mit den Differenzen der jeweiligen Bindungsenergien
- ii) Übergang in den Grundzustand unter Emission von Augerelektronen, die wiederum in mehreren Ionisations- und Anregungsereignissen ihre Energie verlieren und eine Ladung Q_A freisetzen

Da bei der erstgenannten Möglichkeit - der sogenannten Fluoreszenz - das emittierte Photon, z.B. bei Übergang von der L- zur K-Schale, eine etwas geringere Energie als E_K besitzt, wird seine mittlere freie Weglänge im Gas sehr groß. Die Absorptionswahrscheinlichkeit innerhalb des Detektorvolumens wird daher sehr klein. Seine Energie geht somit zum größten Teil verloren.

Je nach Prozess, mit dem das Atom wieder in den Grundzustand übergeht, wird entweder die totale Ionisation erzeugt

$$Q_{\text{tot}} = Q_P + Q_A ,$$

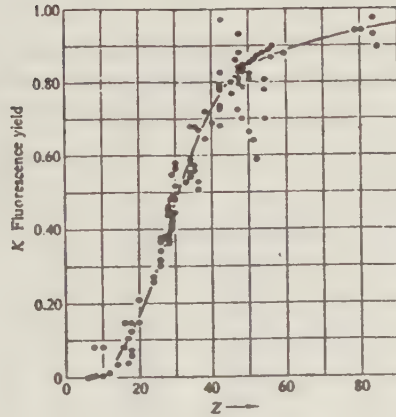
welche der Röntgenenergie E_x des einfallenden Photons entspricht, oder

$$Q_{\text{esc}} = Q_{\text{tot}} - E_K ,$$

welche der Röntgenenergie $E_x - E_K$ entspricht. Im Pulshöhenspektrum der detektierten Strahlung werden daher für eine eingestrahelte Energie zwei Linien sichtbar. Die Linie, die der Energie $E_x - E_K$ entspricht, bezeichnet man als sogenannte "Escape"-Linie. Die Wichtung, mit der diese beiden Prozesse auftreten, ist eine Funktion der Massenzahl Z des Absorbermediums, wie z.B. für die Fluoreszenzausbeute der K-Schale in Abb.9 dargestellt.

Abb. 9

(C.D.Brogles et al.
(1953) /15/)



In Tab.1 sind die Fluoreszenzausbeuten ω_K und ω_L für die K- und L-Schale aufgeführt /16/17/.

GAS	$\frac{E_i}{\text{eV}}$	$\frac{W}{\text{eV/Ion.Paar}}$	$\frac{P_K}{\%}$	$\frac{\omega_K}{\%}$	$\frac{\omega_L}{\%}$	Z
Neon	21.5	36.2				10
Argon	15.7	26.2	90	12	0.02	18
Krypton	13.9	24	87	64	2	36
Xenon	12.1	21.5	82	88	11	54
Methan	15.2	28				10
Iso- Butan	10.6	23				34

Tab. 1

Bei Verwendung von leichten Zählgasen, wie z.B. Argon oder Arg.-Gemischen, tritt Fluoreszenz nur bei weniger als 20% der Absorptionseignisse auf. Die Intensität der Escape-Linie ist dann im wesentlichen von der Größe bzw. dem Verhältnis von Oberfläche zum Volumen des Zählers abhängig. Insofern ist die

relative Intensität der Escape-Linie verglichen mit der Hauptlinie im allgemeinen sehr niedrig (siehe Abb.10).

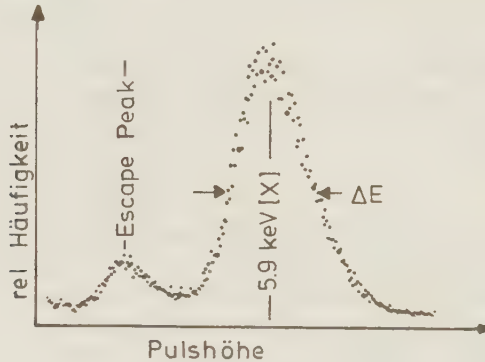


Abb. 10 (G. Charpak et al.(1969) /18/)

Aus Abb.10 läßt sich die Energieauflösung des Zählrohres bzgl. der Pulshöhe bei einer eingestrahelten Energie von 5.9 keV bestimmen zu $\Delta E/E$.

4.2 Funktionsweise eines Vieldrahtproportionalzählers

Ausgehend von einem einfachen Proportionalzählrohr zylindrischer Geometrie könnte man sich einen ortsauflösenden Detektor als Aneinanderreihung mehrerer gleicher Proportionalzählrohre denken. Aufgrund der konstruktiv bedingten Durchmesser der einzelnen Zählrohrmäntel erhält man jedoch nur ein recht grobes Raster mit entsprechend schlechter Ortsauflösung.

Stellt man sich vor, daß die hohlzylinderförmige Kathode eines Proportionalzählrohres entlang der Zylinderachse durchtrennt wird und die zwei entstehenden Mantelhälften zu ebenen Platten auseinandergebogen werden (siehe Abb.11), so verzerrt man die bisherige Symmetrie des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden. In unmittelbarer Nähe des Zählrates jedoch,

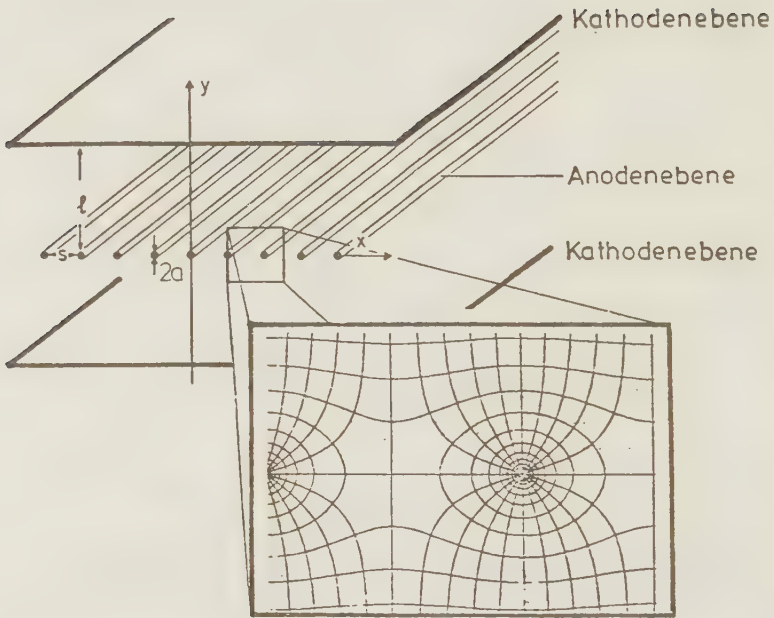


Abb. 12

Verlauf der Äquipotentiallinien und des elektrischen Feldes im Bereich zwischen den Elektroden des MWPC

Ein typischer Verlauf der elektrischen Feldstärke als Funktion des Abstandes vom Zählrohr ist in Abb. 13 dargestellt.

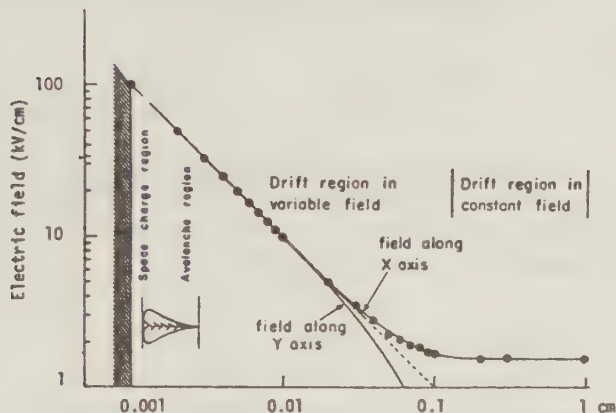


Abb. 13 (G. Charpak (1970) /19/)

Man ersieht aus dem Diagramm, daß die elektrische Feldstärke bis in die unmittelbare Nähe des Drahtes nahezu konstant und sehr niedrig ist. In dieser sogenannten Driftzone werden die durch Ionisation freigesetzten Elektronen langsam in Richtung der Anodenebene beschleunigt. Erst wenige Mikrometer vor dem Anodendraht wird die Feldstärke und somit die mittlere kinetische Energie zwischen zwei Stößen so groß, daß Ionisation und damit Gasverstärkung und die Ausbildung einer Elektronenlawine möglich wird.

Nach Erskine (1972) /20/ läßt sich der Verlauf der elektrischen Feldstärke E und des Potentials V wie folgt analytisch beschreiben:

$$V(x,y) = \frac{CU}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi L}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \left(\frac{\pi x}{s} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{s} \right) \right) \right] \right\}$$

Ihre Intensität nimmt mit zunehmender Entfernung vom Ereignis ab. Man sieht, daß man dieses Ereignis dem entsprechenden Zählendraht eindeutig zuordnen kann, wenn man jedem Zählendraht einen Verstärker und Zähler nachschaltet, der nur negative Pulse verarbeitet.

4.3 Gasverstärkung

Die durch ein einfallendes Photon im Gas erzeugte negative Ladung

$$Q_{\text{tot}} = N_{\text{tot}} e$$

N_{tot} : Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare
 e : Elementarladung

wird durch das angelegte elektrische Feld E des Zählrohres zum Anodendraht beschleunigt. Nach der mittleren freien Weglänge λ sei die zwischen zwei Stößen aufgenommene kinetische Energie der Elektronen so groß, daß die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares durch Ionisation möglich wird.

Sind an einem bestimmten Ort x zwischen den Elektroden N_x Elektronen vorhanden und ist $\alpha = 1/\lambda$ eine Konstante, so werden auf der Wegstrecke dx

$$dN = N_x \alpha dx$$

neue Elektronen erzeugt, die wiederum nach dem Weg $\lambda = 1/\alpha$ in der Lage sind zu ionisieren. α bezeichnet den ersten Townsend-Koeffizienten, der die mittlere Anzahl von Sekundärelektronen angibt, die durch ein freies Elektron pro cm Weglänge erzeugt werden. Es bildet sich somit eine Elektronenlawine aus, die am Ort x die Anzahl von

$$N = N_{\text{tot}} \exp (\alpha x)$$

Elektronen erreicht und die totale primäre Ionisation um den Faktor

$$M = \frac{N}{N_{\text{tot}}} = \exp(\alpha x)$$

verstärkt hat. M ist der sogenannte Gasverstärkungsfaktor.

Aufgrund der höheren Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Vergleich zu den Ionen besteht der Kopf der tropfenförmigen Lawine ausschließlich aus Elektronen, während die langsameren Ionen den positiven Schwanz bilden.

Der oben behandelte Fall für $\alpha = \text{konst.}$ ist nur gültig für ein homogenes elektrisches Feld. Im allgemeinen liegt jedoch eine radiale, u.U. sogar komplizierte Feldverteilung vor, wie z.B. beim Vieldrahtproportionalzähler. Hier gilt

$$\alpha = \alpha(x, y)$$

bzw. für den Gasverstärkungsfaktor M

$$M = \exp \left(\int_S \alpha(x, y) ds \right),$$

wobei S den Weg der Elektronen zum Zählendraht beschreibt. Normalerweise ist es nicht notwendig $\alpha(x, y)$, über die gesamte Weglänge S zu integrieren, da die Gasverstärkung nur in einem sehr begrenzten Bereich um den Zählendraht einsetzt. Hier ist die Verteilung der elektrischen Feldstärke bereits radialsymmetrisch.

Legt man den Koordinatenursprung in den Mittelpunkt eines Anodendrahtes, so ist die untere Integrationsgrenze der Anodendrahtradius a , während die obere Integrationsgrenze durch den kritischen radialen Abstand r_c gegeben ist, bei dem der Lawinenprozess einsetzt. Es gilt

$$4.3.1 \quad \frac{r_c}{a} = \frac{U_z}{U_T},$$

wobei U_z die Betriebsspannung und U_T die Einsatzspannung ist, bei der Verstärkung beginnt, d.h. ab der $M > 1$ wird. Vernachlässigt man während des Drift- und Lawinenprozesses die Vernichtung von Ladungsträgern durch Rekombination, so beträgt die letztlich den Zählendraht erreichende Gesamtladung Q_s

$$Q_s = M N_{\text{tot}} e \quad \text{mit}$$

$$4.3.2 \quad M = \exp \left(\int_{\text{III}} \alpha(r) dr \right) .$$

Ist die Abhängigkeit $\alpha = \alpha(r)$ bekannt, so läßt sich die Gasverstärkung berechnen. Wie in Abb.15 dargestellt, ist α/P eine Funktion der Gasart bzw. -zusammensetzung und der auf den Zählgasdruck P reduzierten elektrischen Feldstärke E/P .

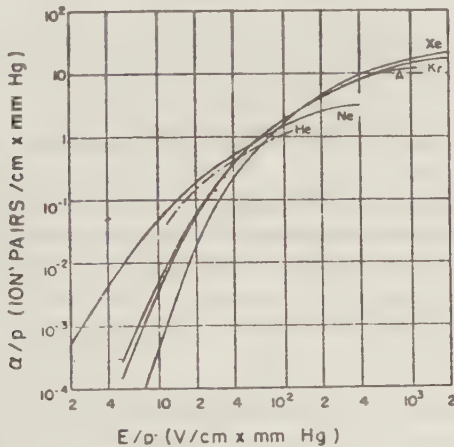


Abb.15 (S.C. Brown (1959) /21/)

Es existieren viele Ansätze /22/ zur Beschreibung des funktionalen Zusammenhangs zwischen α/P und E/P , allerdings jeweils nur mit beschränkter Gültigkeit innerhalb bestimmter E/P -Inter-

valle. Rose und Korff (1941) /16/22/12/ berechneten die mittlere kinetische Energie $\bar{E}_{\text{kin}}$, die die Elektronen auf ihrer mittleren freien Weglänge λ im elektrischen Feld aufnehmen, unter der Voraussetzung, daß die Ionisationsenergie die wahrscheinlichste Energie darstellt. In einem schmalen Energiebereich um diese mittlere Energie läßt sich näherungsweise eine lineare Beziehung des ersten Townsend-Koeffizienten α zur Energie E_{kin} der Elektronen angeben:

$$4.3.3 \quad \alpha = k N E_{\text{kin}}$$

wobei N die Anzahl der Moleküle bzw. Atome in einem cm^3 und k eine gasabhängige Konstante ist /12/:

Tab. 2

G A S	$k/\text{cm}^2\text{V}^{-1}$
Helium	$0.11 \cdot 10^{-17}$
Neon	$0.14 \cdot 10^{-17}$
Argon	$1.81 \cdot 10^{-17}$

Ist $\lambda = 1/\alpha$ die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen, so gewinnt ein Elektron auf der Strecke λ im elektrischen Feld E eine durchschnittliche kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = \frac{E}{\alpha}$$

Setzt man in diesen Ausdruck für α Gleichung 4.3.3 ein und für E das radiale elektrische Feld eines zylindrischen Zählrohres

$$E_z(r) = \frac{C U_z}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

wobei C : Kapazität pro Längeneinheit des Zählrohres
 U_z : Betriebsspannung
 ϵ_0 : elektrisch. Feldkonstante $\epsilon_0 = 8.85 \text{ pF/m}$

so erhält man

$$E_{\text{kin}} = \left(\frac{E_z}{k \cdot N} \right)^{1/2}$$

und durch Einsetzen in Gleichung 4.3.3 den gesuchten Ausdruck

$$4.3.4 \quad \alpha(r) = \left(k \cdot N \cdot E_z(r) \right)^{1/2}.$$

Mit Gleichung 4.3.1, 4.3.2, 4.3.4 und der sogenannte kritischen elektrischen Feldstärke

$$E_z^C = \frac{C \cdot U_T}{2\pi \epsilon_0} \cdot \frac{1}{a}$$

ergibt sich für den Gasverstärkungsfaktor M /12/

$$4.3.5 \quad M = \exp \left[2 \sqrt{\frac{k \cdot N \cdot C \cdot U_z \cdot a}{2\pi \epsilon_0}} \left(\sqrt{\frac{U_z}{U_T}} - 1 \right) \right]$$

Die Schwellspannung U_T ermittelt man, indem man den linearen Kurventeil der logarithmisch aufgetragenen experimentell ermittelten Verstärkung M über der Betriebsspannung U_z nach $M = 1$ extrapoliert. Gute Übereinstimmung von Gleichung 4.3.5 ergibt sich für $M > 10$ /16/. In Tab.3 sind für einige gebräuchliche Gasmischungen die Schwellspannungen aufgelistet / 6/.

GASMISCHUNG	$U_T / \text{V cm}^{-1} \text{atm}^{-1}$
90% Ar, 10% CH ₄ (P10)	$4.8 \cdot 10^4$
95% Ar, 5% CH ₄ (P 5)	$4.5 \cdot 10^4$
75% Ar, 15% Xe, 10% CO ₂	$5.1 \cdot 10^4$
90% Xe, 10% CH ₄	$3.62 \cdot 10^4$
95% Xe, 5% CH ₄	$3.66 \cdot 10^4$

Tab. 3

Ist die Betriebsspannung des MWPC's noch so niedrig, daß Elektronen der Primärionisation aufgrund der längeren Driftzeit durch Rekombination der Gesamtladung verloren gehen, so ist $M \ll 1$. Erhöht man die Spannung, so wird Rekombination allmählich vernachlässigbar und alle erzeugten Ladungsträger erreichen den Zählendraht, d.h. $M \approx 1$. Die Amplitude des Zählpulses bleibt auch bei weiterer Steigerung der Spannung konstant bis die Schwellspannung U_T für Gasverstärkung erreicht wird und M als Funktion der Spannung ansteigt. In diesem Spannungsbereich, dem sogenannten wahren Proportionalbereich, ist die Gasverstärkung M unabhängig von der Primärionisation und stellt eine lineare Beziehung zwischen totaler Ionisation und einfallender Photonenenergie her:

$$E_x \sim M Q_{\text{tot}}$$

Ab einer bestimmten Gasverstärkung treten im Zähler Raumladungseffekte auf, die die Proportionalität begrenzen können (Bereich begrenzter Proportionalität). Die Gasverstärkung ist nicht länger eine Konstante, sondern ist von der Primärionisation bzw. totalen Ionisation abhängig. Der Maximalwert des Gasverstärkungsfaktors ergibt sich durch die Raether-Bedingung /12/ zu $M < 10^8$. Bei höheren Verstärkungen führen die Lawinen über den Streamermechanismus zu einem Funken.

4.4 Entwicklung eines ortsauflösenden MWPC's als Detektor für das Johann-Spektrometer

Um mit einem Detektor in Verbindung mit dem Johann-Spektrometer energieaufgelöst transiente Phänomene an Tokamak-Entladungen studieren zu können, müssen hohe Zählraten verarbeitet werden, ohne daß der Detektor aufgrund von Raumladungseffekten bei hohen Intensitäten in Sättigung arbeitet. Dies ist besonders wichtig bei der Analyse von Linienintensitätsverhältnissen. Herkömmliche kommerziell vertriebene Eindrahtzähler, deren Energieauflösung längs des Drahtes mit einer Verzögerungsleitung erfolgt, haben meist nur maximal verträgliche Zählraten von einigen zehn Kilohertz. Schwächt man die Strahlungsintensität entsprechend auf niedrige Werte ab, so erhält man z.B. bei Zeitauflösungen im Millisekundenbereich nur ca. einige zehn Zählereignisse über das ganze Spektrum im vorliegenden Meßintervall. Hieraus ersieht man, daß für derartige spektroskopische Zwecke ein Vieldrahtproportionalzähler angebracht erscheint, welcher in jedem Energieintervall mit einem eigenen Zählendraht und dazugehörigem Verstärker und Zähler ausgerüstet ist.

4.4.1 Aufbau

Die prinzipielle Anordnung des Vieldrahtproportionalzählers ist in Abb.16 dargestellt. Drei 3 mm-starke Epoxid-Platten bilden die Trägerplatten der drei Elektrodenebenen. Die Anodenebene besteht aus 96 parallelen goldbeschichteten Wolframdrähten, die über eine fensterähnliche Aussparung in der Epoxid-Platte gespannt werden. Aufgrund der geforderten Ortsauflösung wurde als Anodendrahtabstand s der erfahrungsgemäß kleinste noch sinnvolle Wert $s = 1 \text{ mm} / 4$ gewählt. Damit die Abhängigkeit der Gasverstärkung M von der Betriebsspannung U_z (siehe Gleichung 4.3.5) nicht zu empfindlich wird, beträgt der Anodendrahtdurchmesser nur $2a = 10 \text{ } \mu\text{m}$. Zu den beiden Seiten hin wird die Drahtebene durch mehrere Randdrähte abgeschlossen,

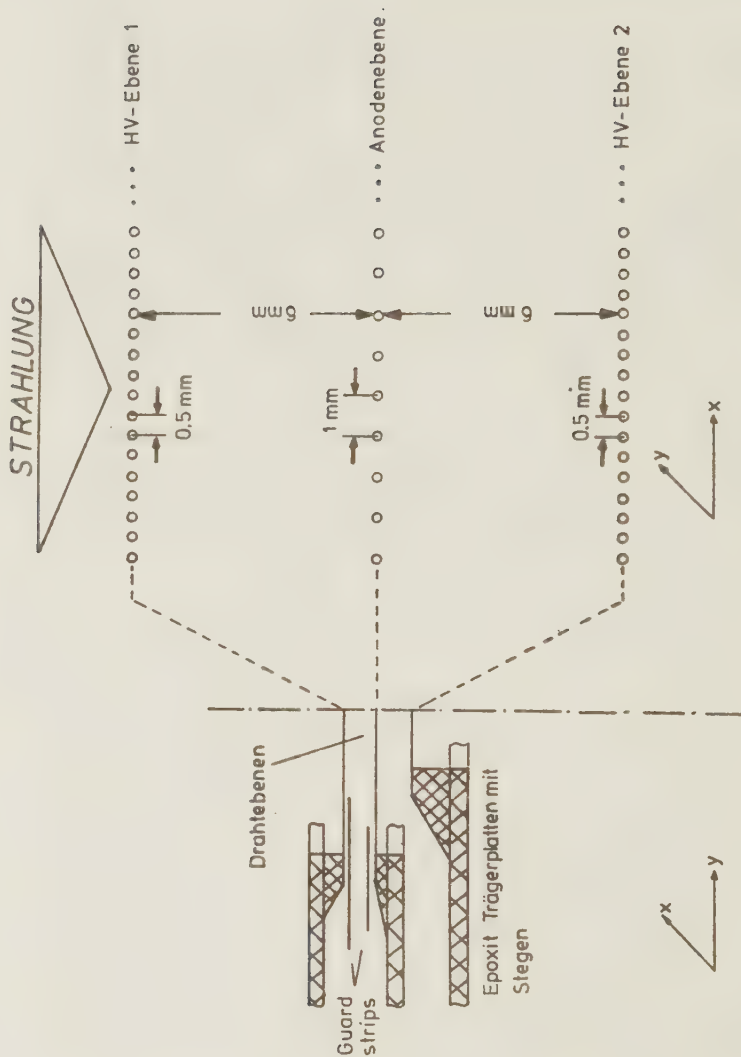


Abb. 16 : Prinzipieller Aufbau des MWPC

deren jeweilige Drahtdurchmesser sich zum Rand stufenweise auf 50 μm , 100 μm und 150 μm in dichterwerdendem Drahtabstand erhöht, um das elektrische Feld zum Rand herabzusetzen. Jeder Anodendraht wird separat über eine Leiterbahn nach außen kontaktiert (siehe Abb. 17).

Vor und hinter der Anodenebene befinden sich in einem Abstand von 6 mm je eine Hochspannungsebene, bestehend aus 0,5 mm dicht gespannten Cu-Be-Drähten mit 50 μm Durchmesser, die sich auf negativem Hochspannungspotential befinden. Sie sind parallel mit der negativen Hochspannung verbunden und haben dieselbe räumliche Orientierung wie die Anodendrähte. Jede Hochspannungsebene besitzt einen getrennten Hochspannungsanschluß.

Durch die Verwendung von Stegen, über die die Drähte geführt werden (siehe Abb. 18), wurde erreicht, daß die Elektrodenebenen nur an der eigentlichen Zähl drahtfläche den einzuhaltenden Abstand von 6 mm besitzen. Außerhalb dieses Bereiches, im Bereich der Lötkontakte und Klebungen, vergrößert sich ihr Abstand voneinander auf ca. 10 bzw. 13 mm, um hier die Feldstärke zu senken.

Entlang der Stege der Anoden - und Hochspannungsebene 1 wurden wenige zehntel Millimeter oberhalb der Drähte sogenannte Guardstrips gespannt. Sie liegen auf gleichem Potential wie die jeweiligen Ebenen und halten somit die kritischen Stellen, wie die Eintrittsstellen der Drähte in die Führungsrillen des Epoxit-Steges, die Klebe- und Lötstellen der einzelnen Drähte feldfrei. Zwischen den Elektrodenebenen sorgen Distanzstücke aus Glaskeramik (Macor) für den korrekten Abstand.

Die drei auf einem Gehäusedeckel fest montierten Ebenen können in ein Aluminiumgehäuse geschoben werden. Das Gehäuse ist mit zwei Stutzen für Gas-Ein- und -Auslaß und an der Frontseite mit einem wechselbaren Eintrittsfenster in Form eines Flansches ausgestattet. Als Fenster wurde eine aluminiumbedampfte 6 μm -dicke Kunststoffolie (Hostaphan) in die Fensterhalterung eingespannt. Der Gehäusedeckel besitzt auf der Rückseite vier Kartensteckerleisten für die viermal 24 Kanäle und die zwei Hochspannungsanschlüsse. Die Verbindungen der 96 Zähl drähte von der Anodenebene durch den Gehäusedeckel hin-

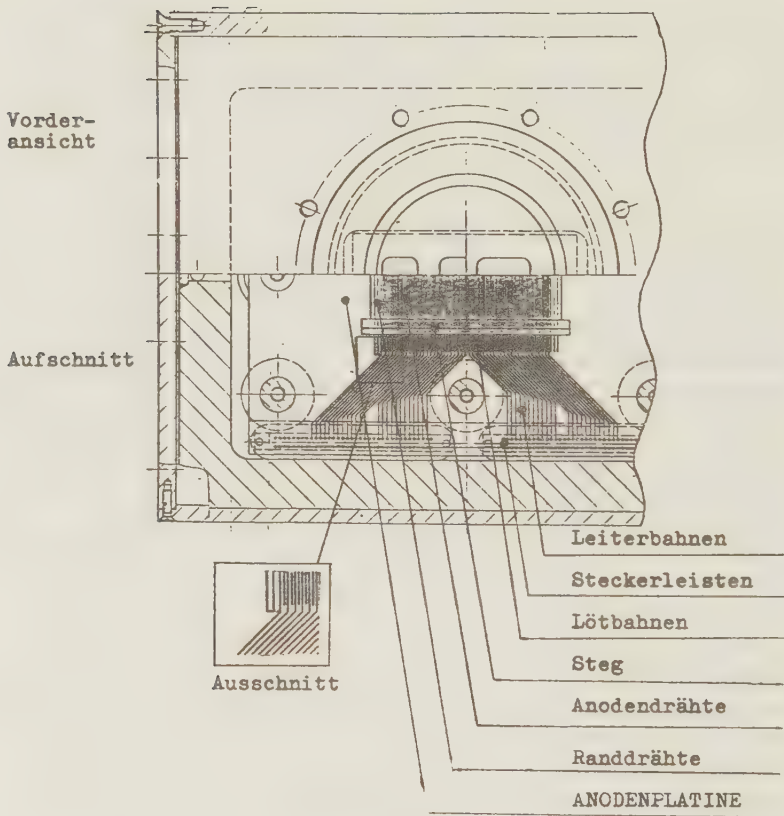


Abb. 17 : Aufschnitt des Vieldrahtproportionalzählers
in der Frontansicht

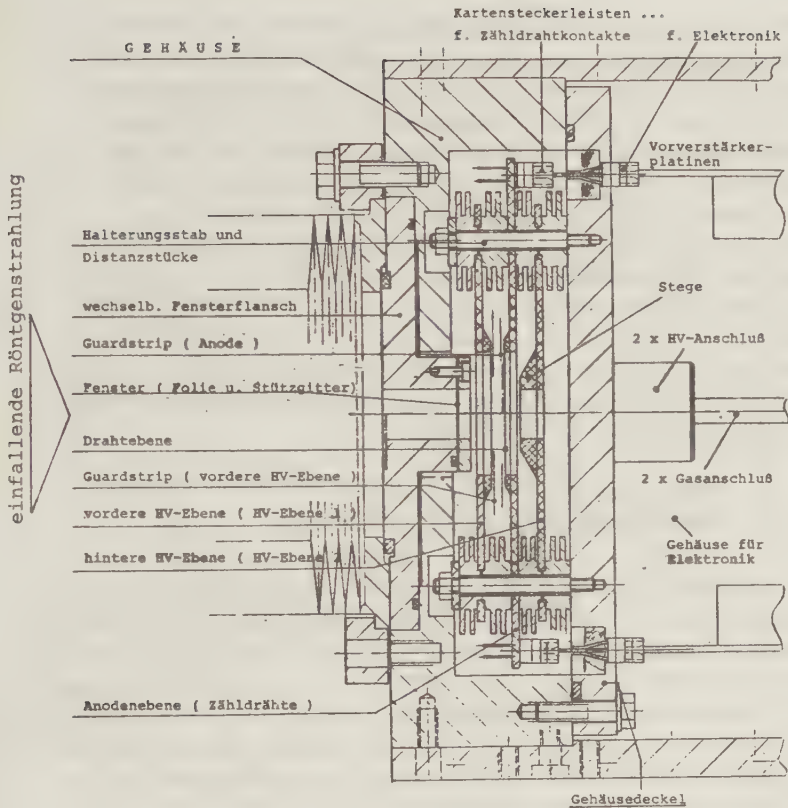


Abb. 18 : Schnitt durch den Vieldrahtproportionalzähler
(Seitenansicht)

durch nach außen geschieht durch vier starre eingegossene Steckverbindungen. Die Kammer ist vakuumtauglich und somit auch für den Fall der Beobachtung niederenergetischer Röntgenstrahlung mit Unterdruck betreibbar. Hinter der eigentlichen Zählerkammer befindet sich das Gehäuse für die Vorverstärker. Beim derzeit praktizierten Betrieb mit Atmosphärendruck wird das einströmende Gas am Gaseinlaß durch einen Sinterfilter geleitet, um evtl. vorhandene Schmutzpartikel fernzuhalten. Am Gasauslaß befindet sich eine als Blasenröhrchen modifizierte Gaswaschflasche, durch deren geringfügigen Ölinhalt das austretende Gas strömen muß. Somit wird das Rückströmen von verbrauchtem Gas oder evtl. von Luft in die Kammer verhindert. Die Gasdurchflußmenge beträgt grobenordnungsmäßig ca. $10 \text{ cm}^3/\text{min}$.

4.4.2 Signalverarbeitung und Datenerfassung

Während die Hochspannungsebenen auf negativem Potential liegen, wird jeder der 96 Anodendrähte über einen Arbeitswiderstand mit Masse verbunden und an einen nachfolgenden Spannungsverstärker des Typs Le Croy DC 201 A angeschlossen. Jeder der integrierten Spannungsverstärker enthält einen Verstärker, Pulsformer und Diskriminator, dessen Schwelle extern einstellbar ist. Überschreitet die Amplitude eines Zählpulses die eingestellte Diskriminatorschwelle, so wird am Ausgang des betreffenden Verstärker-IC's bipolar ein 100 ns langer ECL-Rechteckpuls als Zählpuls ausgegeben. Dieser Zählpuls wird durch einen ECL-NIM-Konverter (Le Croy 4616) auf NIM-Logik transformiert und in einen zugehörigen CAMAC-Latching-Zähler (Le Croy 8590) gegeben. Die benutzten Latching-Zähler erlauben die Verarbeitung von Zählraten bis zu 100 MHz. Die Zählerinhalte der 96 Latching-Zähler werden am Ende eines Meßintervalls in einen CAMAC-Speicher (Le Croy MM8206/A) geschrieben und können über einen Rechner ausgelesen und als Spektrum graphisch dargestellt werden.

Um auch zeitaufgelöst Spektren messen zu können, wurde die Datenerfassung wie in Abb .19 skizziert organisiert. Eine pro-

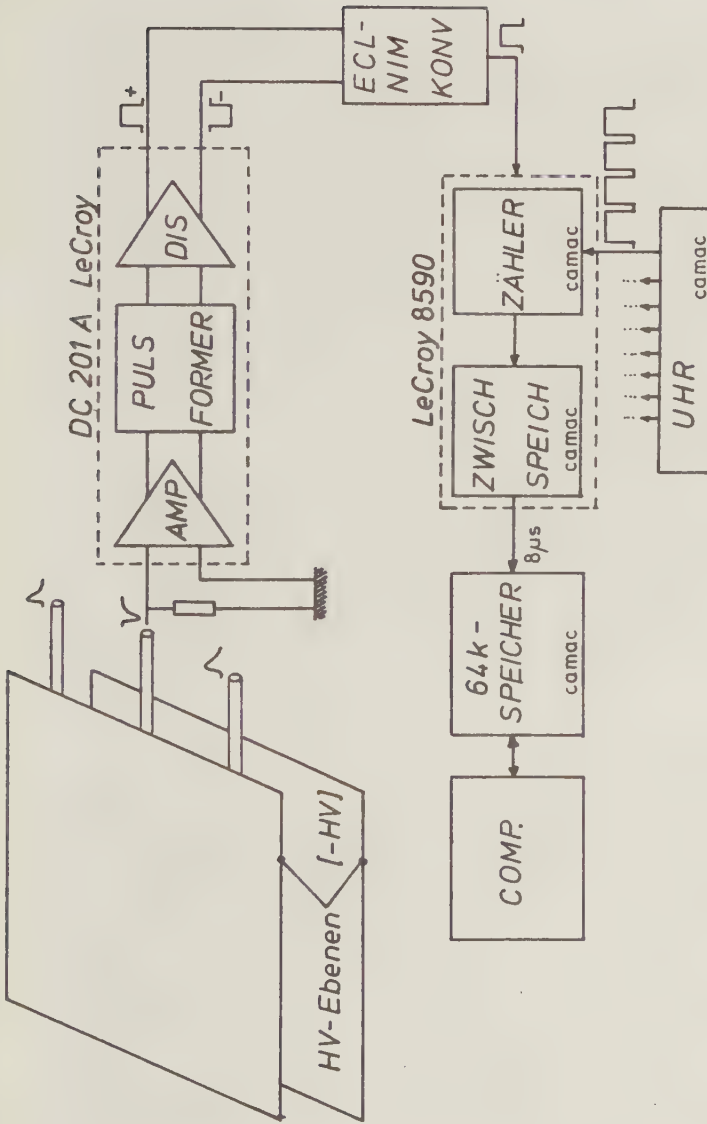


Abb. 19 : Prinzipielle Darstellung der Signalverarbeitung

grammierbare Uhr /23/ aktiviert oder stoppt zentral alle 96 Latching-Zähler. Die Uhr gibt mit einer vorprogrammierten Frequenz Rechteckpulse gewünschter Länge (duty cycle) gleichzeitig an die Latch-Eingänge aller Zähler, um sie abwechselnd zu aktivieren und zu stoppen. Diese sogenannte Clock-Frequenz bestimmt die Zeitauflösung der Messung und die Dauer der Rechteckpulse die Länge des Meßintervalls. Gestartet wird die Uhr über ein Triggersignal vom Experiment. Nach dem ersten Zählintervall schiebt automatisch jeder der 96 Zähler seinen Registerinhalt in seinen eigenen Zwischenspeicher (Buffer), um für die nächste Zählperiode wieder bereit zu sein, die sofort anschließend beginnen kann. Während des folgenden Zählintervalles werden alle Zwischenspeicher sequentiell ausgelesen und deren Inhalte in einen Hauptspeicher geschrieben. Somit sind die Zwischenspeicher wieder für den nächsten Registerinhalt nach Beendigung des laufenden Zählintervalles frei. Mit Hilfe der Zwischenspeicher können also Zählvorgang und Abspeichervorgang gleichzeitig ausgeführt werden, was die Zeitauflösungsmöglichkeit des Meßvorgangs erheblich steigert. Das durch die Clock-Frequenz vorgegebene Zählintervall darf natürlich nicht kürzer sein als die Zeit, die der Hauptspeicher benötigt, um die Buffer aller 96 Zähler auszulesen. Diese Auslesezeit beträgt insgesamt ca. $96 \mu\text{s}$, sodaß dieses Zeitintervall die obere Grenze der Zeitauflösung darstellt, wenn die Clock-Frequenz mit nahezu 100% duty cycle programmiert ist. Mit dieser maximalen Zeitauflösung können ca. 10 000 Spektren in der Sekunde registriert werden, wenn es die Größe des Hauptspeichers erlaubt und die angebotene Intensität pro Spektrum nicht unauswertbar niedrig ist. Im benutzten Versuchsaufbau wurde ein Hauptspeicher mit 64k-Bite Speicherplatz benutzt. Die für die Messung relevante Zeitspanne betrug ca. 3 s, sodaß während dieser Gesamtmeßzeit bei Bedarf etwa 640 Spektren erzeugt werden können, was einer über diesen Zeitraum konstanten Zeitauflösung von ca. 4,7 ms entspricht. Selbstverständlich ist es möglich, die Zeitauflösung über die Gesamtmeßzeit zu variieren, sodaß weniger interessante Zeitintervalle mit grober und interessierende Bereiche mit höherer Zeitauflösung, maximal jedoch 0.1 ms, abgetastet werden.

4.4.3 Zeitauflösung

Das zeitliche Verhalten der Vieldrahtproportionalalkammer wird im allgemeinen durch vier Zeitgrößen bestimmt: der Totzeit T_T (dead time), der Erholzeit T_E (recovery time), der Auslesezeit der Elektronik T_A (read-out time) und der Fluktuation in der Zeitdifferenz zwischen Ionisationsereignis und Eintreffen der ersten Elektronen am Zählendraht T_J (maximum time jitter).

Letztere Größe ist stark abhängig von der Betriebsspannung, dem Drahtabstand und -durchmesser und wesentlich von der Gas-mischung. Der Jitter läßt sich durch die Wahl kleiner Anodendrahtabstände reduzieren. Die genaue Kenntnis dieser Größe ist jedoch nur wichtig bei Experimenten, in denen man darauf angewiesen ist, Differenzzeiten bezüglich des entsprechenden Zählpulses exakt zu messen.

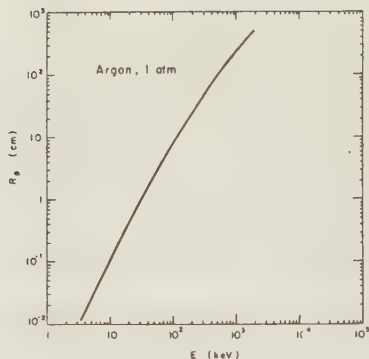
Die Totzeit selbst setzt sich zusammen aus einer "internen Totzeit", die sich wiederum in eine Elektronensammelzeit T_{ES} , die benötigt wird, um alle Elektronen eines Ereignisses zu sammeln, eine darauf folgende Erholzeit T_E und eine sogenannte "effektive Totzeit pro Draht" gliedert. Letztere wird durch die Charakteristik der externen Verstärker, wie z.B. der Differentiationszeit, bestimmt /18/.

Weiche Röntgenstrahlung erzeugt im Zählgasvolumen eine räumlich sehr konzentrierte totale Primärlonisation mit einer Ausdehnung bis zu einigen hundert Mikrometern (Abb.19), je nach Energie der Strahlung. Die Elektronensammelzeit beträgt hier nur wenige Nanosekunden /18/, während sie bei der Detektion von geladenen Teilchen je nach Größe der Ionisationsspur bis zu einigen hundert Nanosekunden anwachsen kann.

Beim vorliegenden Zählrohr ist die effektive Totzeit pro Draht durch einen 100 ns langen ECL-Normpuls festgelegt, der vom Vorverstärker nach Überschreiten einer Diskriminator-schwelle durch einen Zählpuls an den Zähler gegeben wird. Die Erholzeit T_E , in der alle entstandenen Ionen zur Kathode abgewandert sind und somit die ursprüngliche Verstärkung des Zählers wieder hergestellt ist, hängt ab von der Mobilität μ^+ der

Abb. 19

(F. Sauli (1977) /12/)



Ionen der gewählten Gasart, des Elektrodenabstandes und der Betriebsspannung. Sie würde z.B. bei einem koaxialen Geiger-Müller-Zählrohr mit gleichem Elektrodenabstand und Zähldrahtdicke wie bei dem betrachteten MWPC größenordnungsmäßig einige hundert Mikrosekunden betragen /12/:

$$T_E^{GM} = \frac{\pi \epsilon_0 P (l^2 - a^2)}{\mu^+ C U_Z}$$

wobei $\epsilon_0 = 8.85 \text{ pF/m}$

μ^+ : Mobilität

l : Elektrodenabstand

C : Kapazität/m des MWPC

a : Zähldrahtradius

U_Z : Betriebsspannung

P : Zählgasdruck

Der Einfluß der Raumladungsschicht der Ionen auf die Verstärkung des MWPC's ist jedoch nur von Bedeutung, wenn sie sich in unmittelbarer Nähe des Zähldrahtes befindet, da der eigentliche radiale elektrische 'Zählrohrfeld-Bereich' verglichen mit dem Elektrodenabstand äußerst klein ist. Zudem bezieht sich die hieraus ergebende Erholzeit im Gegensatz zum Geiger-Müller-Zählrohr nur auf den jeweiligen Drahtabschnitt, den die Lawine umgibt, während alle anderen Drahtabschnitte durchaus noch 'zählfähig' sind.

Erreicht oder unterschreitet der Pulsabstand die Erholzeit, so äußert sich dies in einer zunächst leichten Absenkung der Verstärkung und damit der Pulshöhe, was den Verlust einiger kleiner, bisher noch über der Diskriminatorschwelle liegenden Pulshöhen - eine sogenannte "Inefficiency" - zur Folge hat. Liegt die gewählte Diskriminatorschwelle, wie allgemein üblich, in einem Plateau des integralen Impulshöhenspektrums der beobachteten Strahlung, so ist dieser Verlust anfänglich möglicherweise unbedeutend. Eine Reduzierung dieses Effektes bei gegebener einfallender Intensität ist nur möglich durch Reduzierung der Intensität pro Draht, was nur durch Wahl eines kleinen Zähldrahtabstandes zu realisieren ist. Als Beispiel sei eine Messung der "Inefficiency" an einem MWPC mit ebenfalls 1 mm Elektrodenabstand angeführt:

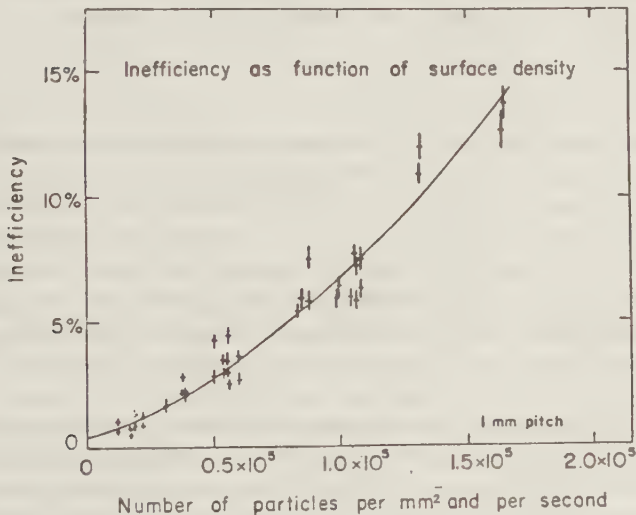


Abb. 20 (F. Sauli (1977) /12 /)

Würde man diese Messungen zum Zweck einer Abschätzung auf das vorliegende MWPC übertragen, so erhielte man als Zählrate aufgrund der Eintrittsfläche jedes Zählrohrvolumens von 20 mm^2 das 20-fache des Ordinaten-Wertes von Abb.20, d.h. bei einer Zählrate von 1 MHz eine Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit von nur ca. 2.5%.

Unter Berücksichtigung aller begrenzenden Faktoren sollte die totale Totzeit pro Draht in der Größenordnung einiger hundert Nanosekunden liegen; dem entsprächen mögliche Zählraten im Bereich von Megahertz.

4.4.4 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Tatsache, daß ein Photon auf die Eintrittsfläche des Detektors fällt, bedeutet nicht unbedingt auch seinen Nachweis. Die sogenannte Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des Detektors

$$\epsilon = \frac{I_{\text{det}}}{I_0}$$

gibt das Verhältnis der vom Detektor registrierten Intensität I_{det} zur tatsächlich auf das Detektorfenster einfallenden Intensität I_0 an.

Im allgemeinen ist $\epsilon < 1$, da die ursprünglich angebotene Intensität I_0 z.B. durch das Eintrittsfenster um den Betrag ΔI_F oder eine vor dem eigentlichen Zählvolumen befindliche Gasschicht (Vorgassschicht) gleichen Gases um den Betrag ΔI_{VG} geschwächt wird. Die vordere Hochspannungsebene (HV-Ebene 1) stellt ebenfalls einen Absorber dar, der bei einem Drahtabstand von 0.5 mm und einem Drahtdurchmesser von $50 \mu\text{m}$ je nach Energie der Strahlung u.U. nur ein Transmissionsvermögen von $\beta = 90\%$ besitzt. Letztendlich kann nur die Strahlung registriert werden, die im eigentlichen Zählvolumen entsprechend dem Lambert-Beer-schen Gesetz absorbiert wird. Ein großer Anteil verläßt somit ungezählt wieder das Zählvolumen. Selbst innerhalb des eigentlichen Zählvolumens absorbierte und in elektrische Ladung umgesetzte Photonen können dem Zählprozeß

durch Rekombination oder Anlagerung an elektronegative Gasanteile verlorengehen, wenn ihre Driftzeit zu lang und ihre Driftgeschwindigkeit niedrig ist. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit gilt dann allgemein

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= \frac{1}{I_0} (I_0 - I_{\text{trans}} - I_F - I_{\text{VG}}) \cdot \beta \\ &= \beta \left\{ \exp \left[- \mu_F(\lambda) d_F - \mu_G(\lambda) d_{\text{VG}} \right] \right\} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \exp \left[- \mu_G(\lambda) d_{\text{ZG}} \right] \right\}\end{aligned}$$

wobei μ_F, μ_G : Massenschwächungskoeffizient des Folienmaterials und des Zählgases bei 1 atm
 $d_F, d_{\text{VG}}, d_{\text{ZG}}$: Schichtdicken der Folie, des Vorgases und des Zählervolumens
 β : Transmission der 1. Hochspannungsebene
 $P = P'/\text{latm}$: P' Zählgasdruck in atm

mit

$$4.4.4.1 \quad C(\lambda, P) = \mu_G(\lambda) \cdot P$$

gilt somit für die Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\mathcal{E}(\lambda, P) = \beta(\lambda) F_G(\lambda, P) \exp \left[- \mu_F(\lambda) d_F \right]$$

$$\text{wobei} \quad F_G(\lambda, P) = \exp -C(\lambda, P) d_{\text{VG}} \left\{ 1 - \exp \left[C(\lambda, P) d_{\text{ZG}} \right] \right\}$$

Die Funktion F_G beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Absorption von Photonen im Zählervolumen nach Durchqueren einer Vorgasschicht gleichen Gases der Dicke d_{VG} . In Abb. 21 ist F_G dargestellt als Funktion der Wellenlänge der einfallenden Strahlung für das Zählergas Argon unter Atmosphärendruck. Man ersieht, daß die Kammer unter diesen Bedingungen mit einer Vorgasdicke von 13 mm eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit bezüglich F_G im Wellenlängenbereich um 0.2 nm, d.h. im Bereich

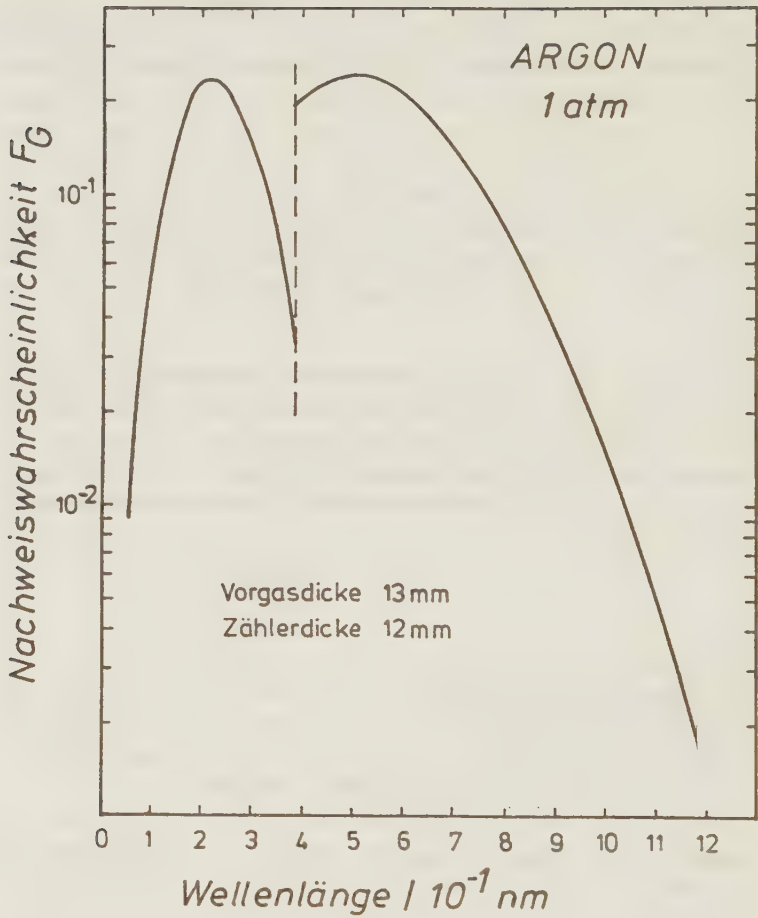


Abb. 21 : Nachweiswahrscheinlichkeit eines Photons bestimmter Wellenlänge durch Absorption im Zählervolumen bei einer Vorgasdicke d

der Linienemission von heliumähnlichem Eisen, besitzt, und um 0.5 nm, dem Emissionsbereich von heliumähnlichem Schwefel und Chlor - häufig anzutreffenden Verunreinigungen in Tokamaks.

Trägt man F_G für die Wellenlänge von z.B. 0.185 nm über dem Zählgasdruck auf (Abb.22), so ergibt sich für eine bestimmte Vorgasdicke eine gegebene maximale Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\max}$ bei einem bestimmten Druck $P_{\max}$. Will man zu weicherer Röntgenstrahlung, d.h. Strahlung größerer Wellenlänge, übergehen, z.B. $Ly\alpha$ von Sauerstoff bei $\lambda = 1.897$ nm, so sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit F_G aufgrund des wachsenden Massenschwächungskoeffizienten $\mu(\lambda)$ (von Absorptionskanten abgesehen) extrem ab. Aus Gleichung 4.4.4.1 sieht man jedoch, daß man dem Ansteigen des Massenschwächungskoeffizienten durch Absenken des Zählgasdruckes P begegnen kann, ohne daß sich $C(\lambda, P)$ und somit die Nachweiswahrscheinlichkeit F_G ändert. Daher erhält man für verschiedene Wellenlängen die gleiche maximale Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\max}$ bei verschiedenen optimalen Drucken.

Diese Drucke können im Zählrohr durch Verwendung einer kommerziellen Druck- und Gasdurchflußregelung eingestellt werden. Für die Strahlung im interessierenden Wellenlängenbereich von einigen zehntel Nanometern reicht Atmosphärendruck aus, sodaß ein Regelsystem überflüssig ist.

Die benutzte aluminiumbedampfte Folie aus Hostaphan von 6 μm Dicke ist zwar für den betrachteten Wellenlängenbereich transparent, kann aber für Wellenlängen oberhalb von 1 nm durch eine dünne FORMVAR-Folie ersetzt werden, die auch bei sehr hohen Wellenlängen noch eine gute Transmission besitzt.

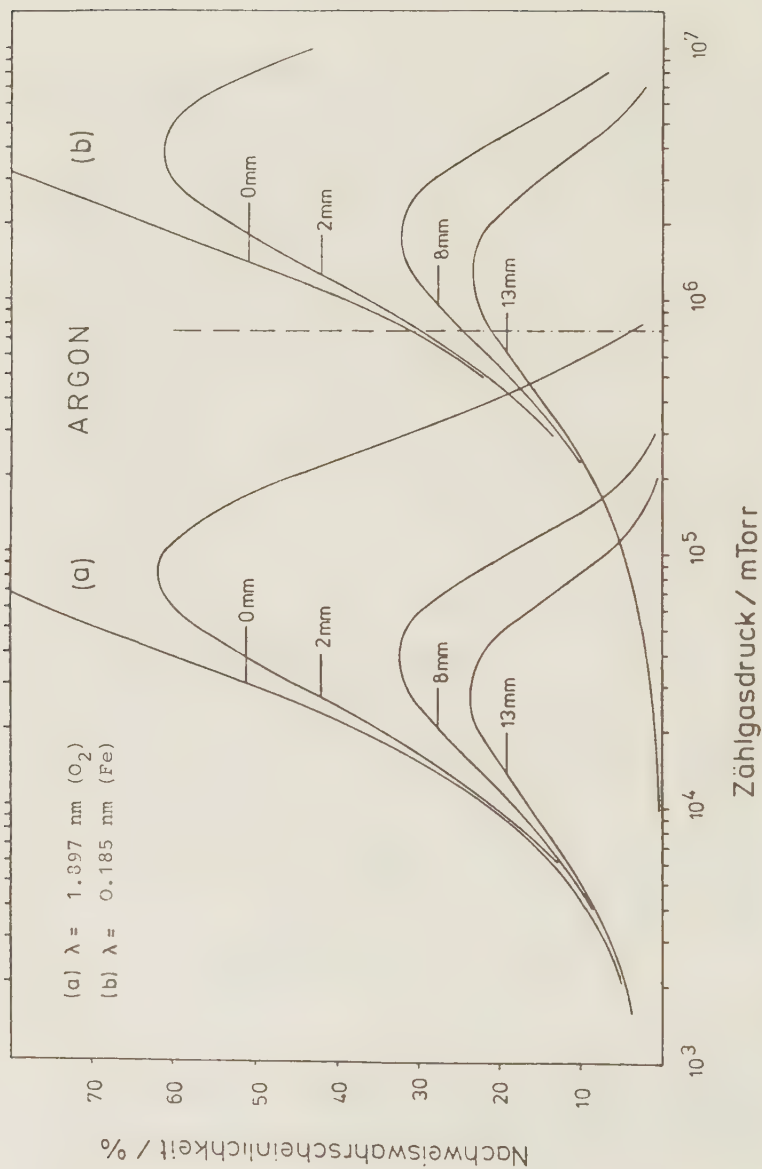


Abb. 22 : Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Zählgasdruck bei einer bestimmten Vorgasdicke für zwei Wellenlängen

4.4.5 Energieauflösung der Pulshöhenverteilung mit P10-Gas

Da im Proportionalbereich die Amplitude der Zählpulse direkt die Energie der einfallenden Photonen widerspiegelt, läßt sich mittels Pulshöhenanalyse das Energiespektrum der Bestrahlungsquelle aufzeichnen. Aus dem gewonnenen Pulshöhenspektrum einer vorgegebenen Röntgenquelle lassen sich Informationen über den Funktionszustand, die Gasverstärkung und die Energieauflösung der 96 Proportionalzähler gewinnen.

Zu diesem Zweck wurden alle Anodendrähte parallel geschaltet und an einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (VV) /24/ angeschlossen. Die anschließend in einem Linearverstärker (Typ Tenelec TC 203 BLR) verstärkten Signale wurden in einem Vielkanalanalysator (Typ Camberra, Multichannel Analyzer 8100) nach Pulshöhen sortiert. Als Strahlquelle diente ein Eisen-55-Präparat, das durch Elektroneneinfang zu Mangan-55 zerfällt und charakteristische Mn-K-Strahlung von ca. 5.9 keV Energie emittiert. Wie in Abb. 23 dargestellt, befand sich die Quelle zwischen zwei

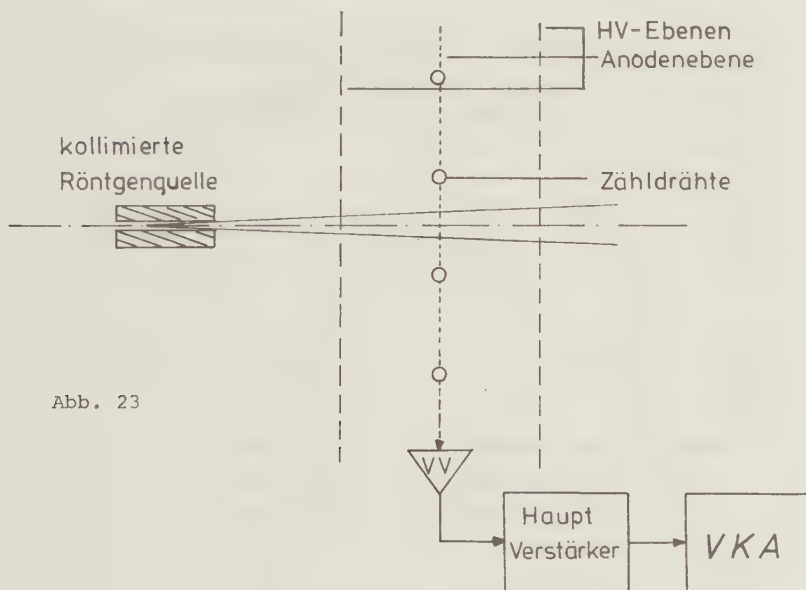


Abb. 23

Kollimatorblöcken, die 0.1 mm Distanz zueinander besaßen. Die Quelle strahlte durch das Eintrittsfenster senkrecht auf die Zähldrahtebene des MWPC, wobei der Strahl in der Ebene senkrecht zu den Zähldrähten (hier: Zeichenebene) auf ca. 0.22 mm kollimiert war. Das MWPC enthielt als Zählgas das häufig verwendete Gasgemisch P10 (90% Argon, 10% Methan) bei Atmosphärendruck. Die Pulshöhenspektren bei drei eingestellten Betriebsspannungen $U_z = 3100$ V, 3500 V, 4000 V sind in Abb. 24 dargestellt. Bei $U_z = 3100$ V erkennt man die 5.9 keV-Linie der Mn-K-Strahlung, die mit einer Energieauflösung von etwa 44% klar separiert ist. Bei entsprechend niedrigerer Energie ist auch die Escape-Linie zu erkennen. Bei den höheren Betriebsspannungen verbreitert sich allmählich die 5.9 keV-Linie, und es tritt eine deutliche Asymmetrie auf der hochenergetischen Seite der Linie auf, die die Energieauflösung schon bei $U_z = 3500$ V bereits auf ca. 83% reduziert.

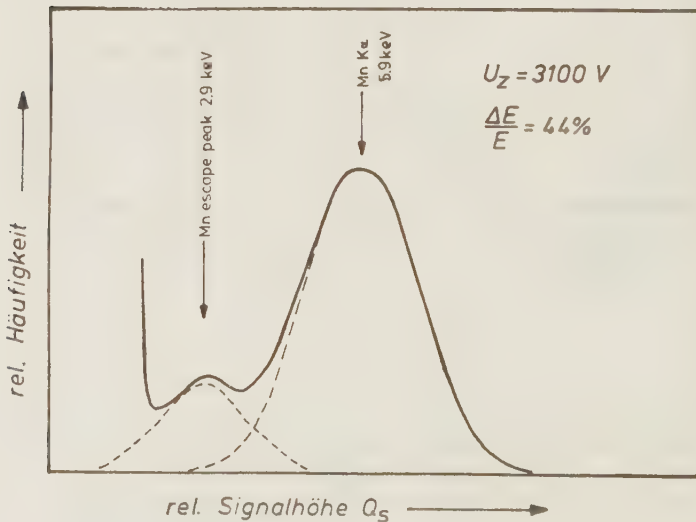


Abb. 24a

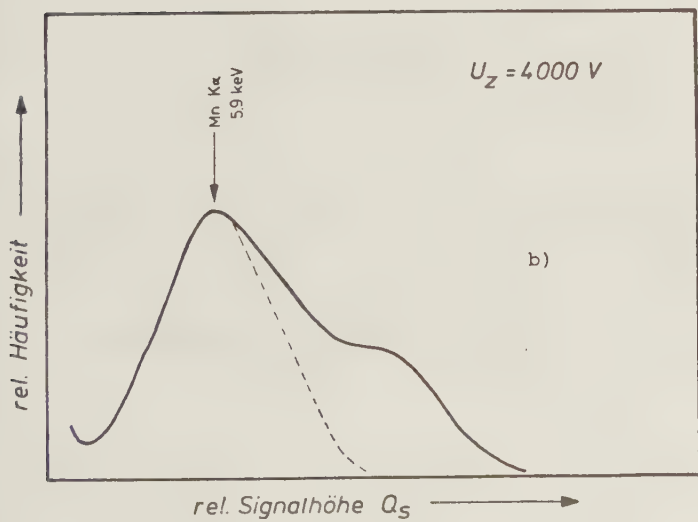
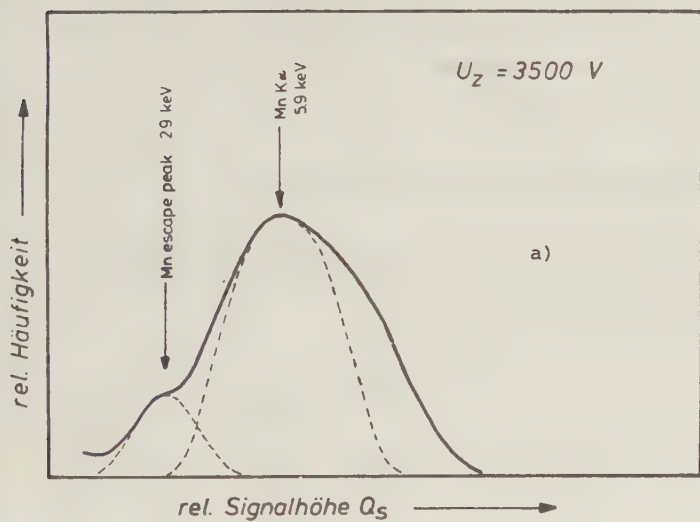


Abb. 24

Um dieses Verhalten interpretieren zu können und zu entscheiden, ob man bei den gewählten Betriebsspannungen $U_z = 3500 \text{ V}$, 4000 V bereits den Proportionalbereich verläßt, muß man bei diesen Spannungen die Gasverstärkung M und die Position in der Zählrohrcharakteristik kennen.

4.4.6 Bestimmung der Gasverstärkung mit P10-Gas

Wie bereits in Kap. 4.1 erwähnt, erzeugt ein im Zählvolumen absorbiertes Photon der Energie $E_x = 5.9 \text{ keV}$, welches nicht zur Escape-Linie beiträgt im Mittel etwa

$$4.4.6.1 \quad N_{\text{tot}} = E_x \left(\frac{f_{\text{Ar}}}{W_{\text{Ar}}} + \frac{f_{\text{Methan}}}{W_{\text{Methan}}} \right) = 216$$

$f_{\text{Ar}}, f_{\text{Methan}}$: Anteil von Argon bzw. Methan am Gasgemisch

Elektronen, d.h. eine elektrische Ladung am Zähldraht von

$$Q_s = M N_{\text{tot}} e$$

Q_s kann aus der Pulshöhe der 5.9 keV -Linie über den sogenannten Konversionsfaktor des ladungsempfindlichen Vorverstärkers ermittelt werden. Aus der Kenntnis von Q_s und der Berechnung von N_{tot} kann man die Gasverstärkung M ermitteln.

Der Versuchsaufbau war identisch mit dem in Kap. 4.4.5. Es wurden Pulshöhenspektren bei verschiedenen Betriebsspannungen aufgenommen und jeweils M bestimmt. Die Ergebnisse, die in Abb 25 dargestellt sind, zeigen, daß bei den in Kap. 4.4.5 eingestellten Betriebsspannungen $U_z = 3100 \text{ V}$, 3500 V , 4000 V etwa die, wohl nicht zu hoch einzuschätzenden, Verstärkungen von $M = 120, 320, 2000$ vorliegen.

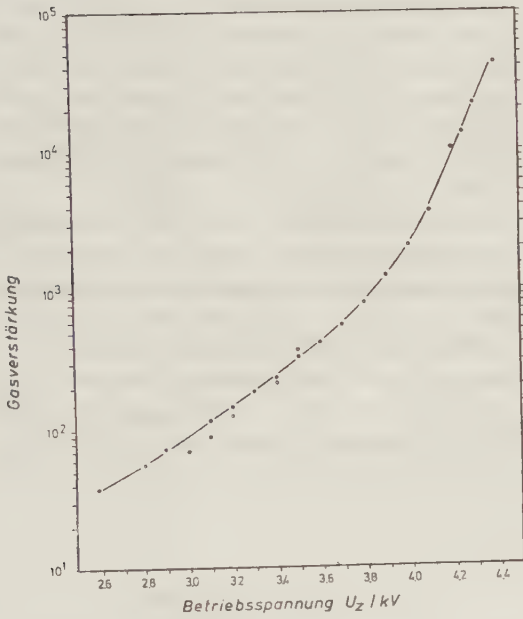


Abb. 25 : Gasverstärkung in Abhängigkeit der Betriebsspannung mit P10

4.4.7 Bestimmung der Ortsauflösung mit P10-Gas

Primär ist die Ortsauflösung Δx eines MWPC's mit Einzeldrahtauslesung durch den gewählten Abstand (hier: 1 mm) der Anodendrähte zueinander bestimmt. Diese gilt jedoch nur für den Fall, daß die Dimensionen der Elektronenlawine sehr klein sind gegenüber dem Drahtabstand s . Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so ist es möglich, daß sich die Ladung Q_s der Lawine auch auf die Nachbardrähte aufteilt und $\Delta x > s$ gilt.

Um die Ortsauflösung zu überprüfen, wurde jeder Zähl draht mit einem separaten Spannungsverstärker (Le Croy DC 201 A) versehen. Der Verstärkerausgang eines ausgewählten Drahtes war mit einem elektronischen Zähler verbunden, der die Zählrate registrierte, während das Eisen-55-Präparat langsam in Richtung der Ortsauflösung an der Zähl drahtposition $x = 0$ vorbeigefahren wurde (Abb. 26). Mit dem in der Anodenebene auf ca. 0.22mm kollimierten Röntgenstrahl konnte somit die Ortsauflösung sehr genau ausgemessen werden.

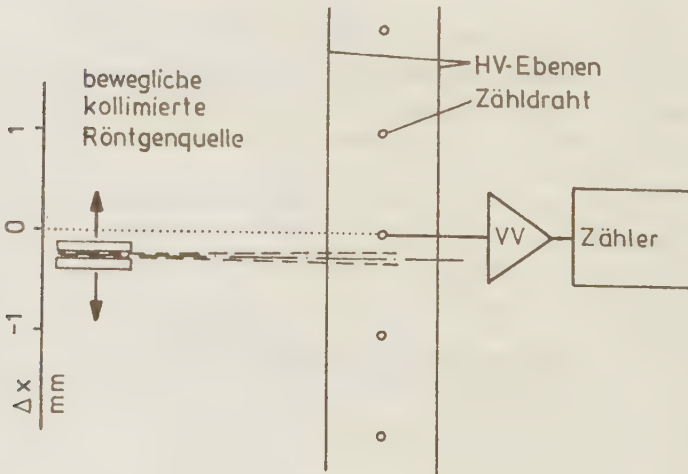
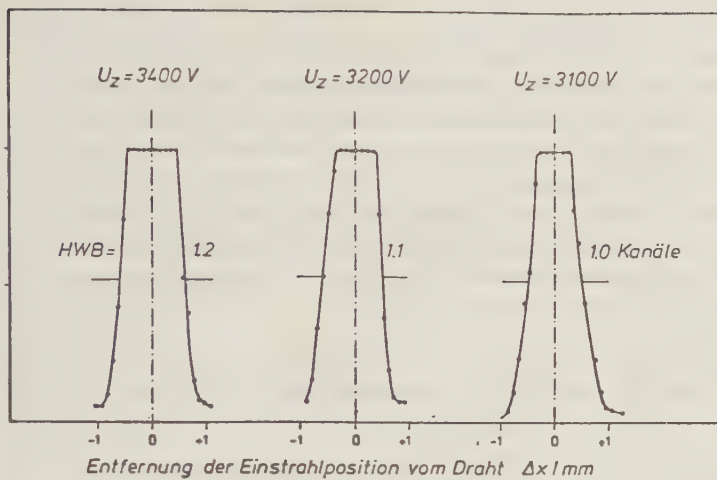


Abb. 26

rel. Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ



rel. Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ

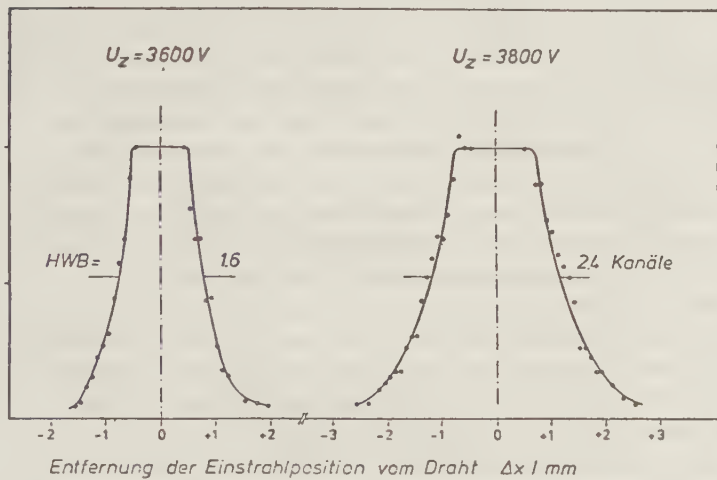


Abb. 27 : Bestimmung der Ortsauflösung des MWPC bei Verwendung von P10-Zählgas

Abb. 27 zeigt die relative Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes x vom benutzten Zählrohr bei fünf verschiedenen Betriebsspannungen. Man erkennt, daß bei niedrigen Spannungen die Halbwertsbreite des Profils die erwartete Ortsauflösung von ca. 1 mm ergibt, während oberhalb von $U_z = 3400$ V die Halbwertsbreite und somit die Lawinengröße dramatisch ansteigt. Die Ortsauflösung verschlechtert sich in diesem Fall bis auf etwa $\Delta x = 2.4$ mm. Die Messung wurde an weiteren Zählrohren überprüft.

4.4.8 Aufnahme der Zählrohrcharakteristik für P10-Gas

Hierzu diene prinzipiell der gleiche Versuchsaufbau wie im letzten Kapitel beschrieben, mit dem Unterschied, daß die Eisen-55-Quelle nun fixiert ist und direkt auf den angeschlossenen Draht strahlt. Bei zwei festgewählten Diskriminator-schwellen von $V_{th} = 0.15$ mV, 0.22 mV des Spannungsvorverstärkers wurde die Zählrate N als Funktion der Betriebsspannung gemessen und in Diagramm 28 aufgetragen. Die Diskriminator-schwellen wurden so niedrig gewählt, daß gerade äußere Störeinflüsse unterdrückt waren. Man erkennt, daß erst bei etwa 4100 V Betriebsspannung die Pulshöhenverteilung der 5.9 keV-Linie die Diskriminatorschwelle ganz überschritten hat. Hier-nach schließt sich ein kurzes Plateau bis etwa 4350 V an. Ab ca. 4400 V kündigte sich ein leichter Anstieg in der Zählrate, und somit möglicherweise das Ende des Plateaus und der Übergang zu Entladungen an. Der benutzbare Spannungsbereich bei Verwendung von P10-Gas liegt bei diesem MWPC also bei Betriebs-spannungen von ca. $U_z = 4050$ V - 4350 V.

Dieser Spannungsbereich stellt relativ hohe Ansprüche an die Hochspannungsteile in und außerhalb des Zählers in Bezug auf die Vermeidung irgendwelcher Spitzen und schlechter Kontakte. Auch die auf Kathodenpotential befindliche Anodenplatte darf keine Spitzen oder gar winzige hervorstehende Zählrohrdrahtenden besitzen. Kleine Koronaentladungen würden zähl-puls-ähnliche Signale mit hoher Rate verursachen, die jegliches wahre Zählsignal überdecken würden.

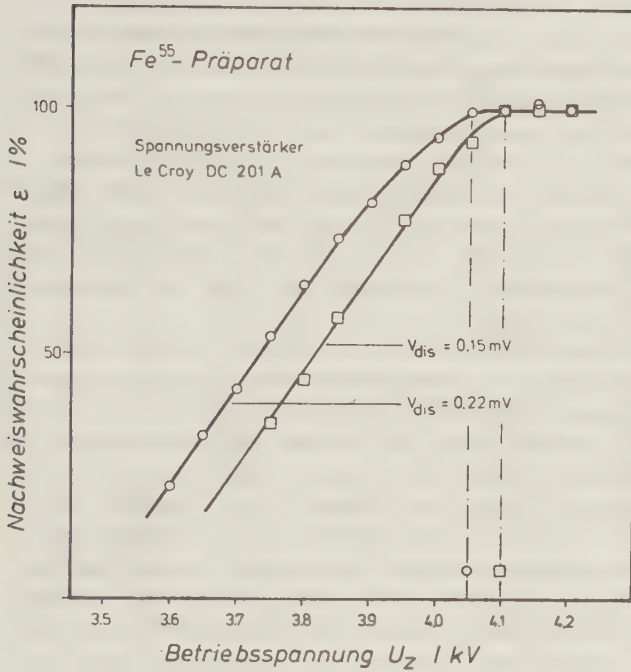


Abb. 28 : Zählrohrcharakteristik des MWPC mit P10- Gas und Spannungsverstärkern LeCroy DC 201 A bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen

4.4.9 Optimierung des Gasgemisches

Für diese Untersuchung fand der Testaufbau aus Ka. 4.4.6 Verwendung, mit dem Unterschied, daß als Strahlquelle ein Kobalt-57-Präparat verwendet wurde. Kobalt-57 besitzt ebenfalls unter anderem eine Röntgenlinie von ca. 6.4 keV Energie. Aufgrund der Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des MWPC von der Energie der einfallenden Strahlung (siehe Abb.21), wird nur diese niederenergetische Linie vom Detektor registriert, sodaß man etwa die gleichen Bedingungen wie in Kap. 4.4.6 vorfindet. Die Strahlung des Präparates war in der Zähldrahtebene auf ca. 1 mm kollimiert.

Im MWPC befand sich zu Beginn der Messung P10-Gas. Entsprechend ließ sich die zugehörige Pulshöhe V_s bei einer, von nun an festeingestellten, Betriebsspannung $U_z = 3700$ V aus dem Pulshöhenspektrum bestimmen. Bei gleicher Betriebsspannung, unter Beobachtung des Pulshöhenspektrums wurde nun zum P10-Gasfluß ein konstanter Zufluß von Isobutan (C_4H_{10}) addiert, der nur etwa 7.6% der Gesamtdurchflußmenge betrug. Aufgrund der langsamen Durchmischung des Gases wächst mit der Zeit der Anteil des i-Butans langsam von 0 bis 7.6% an. Die Zeit ist nunmehr ein Maß für die Beimischung von i-Butan zu P10. Die Pulshöhe wurde in Abhängigkeit der Zeit dem Pulshöhenspektrum entnommen und in Abb. 29 aufgetragen.

Entgegen der Erfahrung, daß die Gasverstärkung und somit die Pulshöhe bei Hinzufügen von i-Butan abnimmt, beobachtet man nach kurzer Zeit, also bereits bei minimalem i-Butan-Anteil, einen drastischen Anstieg der Pulshöhe. Bei Einstellung des Gasgemisches auf 7.6% hat die Gasverstärkung gegenüber dem reinen P10- Wert den ca. 6-8-fachen Betrag. Bei Erhöhung des i-Butandurchflusses auf ca. 15.5% beobachtet man ein zeitliches Abnehmen der Gasverstärkung bis auf einen, bzgl. des reinen P10-Wertes, 3-fachen Wert bei Einstellung des Gemisches auf 15.5% i-Butan.

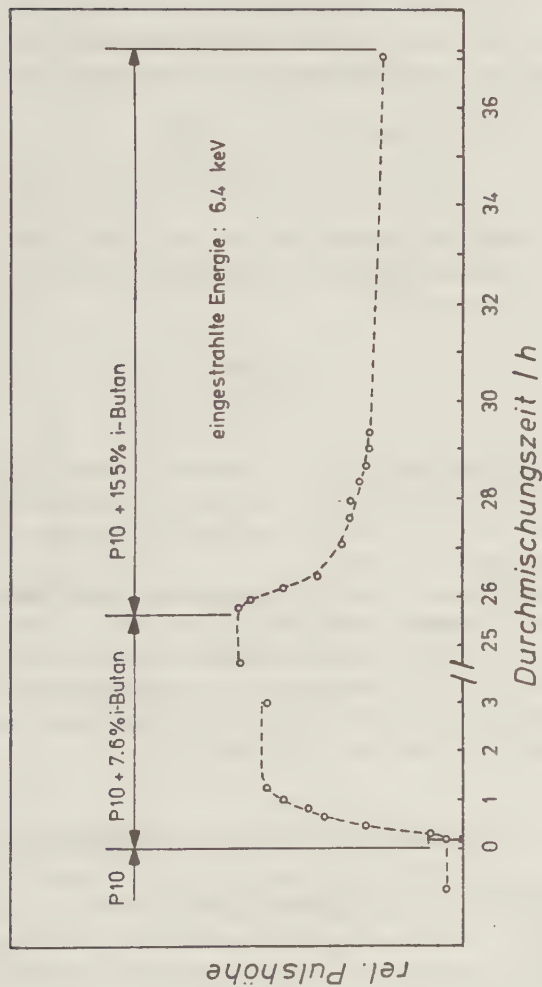


Abb. 29 : Änderung der Pulshöhenverteilung in Abhängigkeit der Gaszusammensetzung für P10 + (0- 15.5%) i-Butan .

4.4.10 Bestimmung der Gasverstärkung und Energieauflösung bei P10-i-Butan-Gasgemisch

Mit gleichem Versuchsaufbau läßt sich die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung für die Gasgemische

a) P10 + 7.6% i-Butan

b) P10 +15.5% i-Butan

ermitteln. Abb. 30 zeigt das Ergebnis der Messung. Die Gasverstärkung beträgt für Betriebsspannungen von 3-4 kV für die obigen Gasgemische etwa das

a) (6 - 8) - fache

b) (2 - 3.5)- fache

der Gasverstärkung mit reinem P10. Dies bedeutet, daß bei Verwendung von P10 + 7.6% i-Butan die mit reinem P10 vorliegenden Gasverstärkungen bereits mit 300-600 V geringeren Betriebs - spannungen erreicht werden können.

Ebenfalls bemerkenswert ist die im Vergleich zu P10 bessere Energieauflösung des Pulshöhenspektrums, die bei beiden Zähl-gasgemischen, fast unabhängig von der eingestellten Betriebs-spannung (bis 3900 V) gleichbleibend ca. 30% ergab (Abb. 31). Verbreiterungen der Linie bei wachsender Betriebsspannung bzw. auftretende Asymmetrien waren nicht zu beobachten.

4.4.11 Bestimmung der Ortsauflösung mit P10-i-Butan-Gemisch

Mit dem in Kap. 4.4.7 beschriebenen Meßverfahren und einem Kobalt - 57-Präparat als Strahlungsquelle wurde die Zählrate N an einem ausgewählten Draht als Funktion des Quellenabstandes x von der Drahtposition $x=0$ aufgenommen. Die Kobalt-57-Quelle war in der Zähl-drahtebene auf ca. 1mm kollimiert, sodaß aus den Halbwertsbreiten der in Abb. 32a dargestellten Profile die Orts-auflösung Δx bestimmt werden konnte. Es ergab sich eine im Rah-

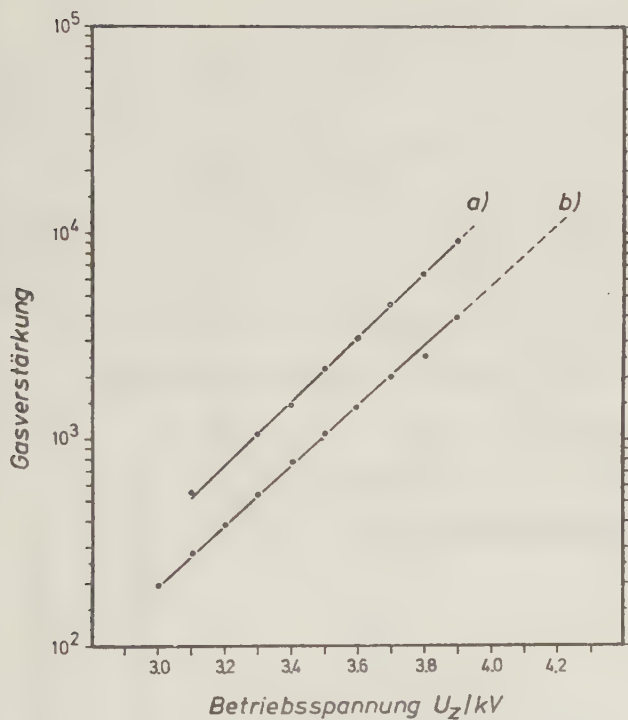


Abb. 30 : Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung für die Gasgemische:
a) P10 + 7.6% i-Butan und b) P10 + 15.6% i-Butan

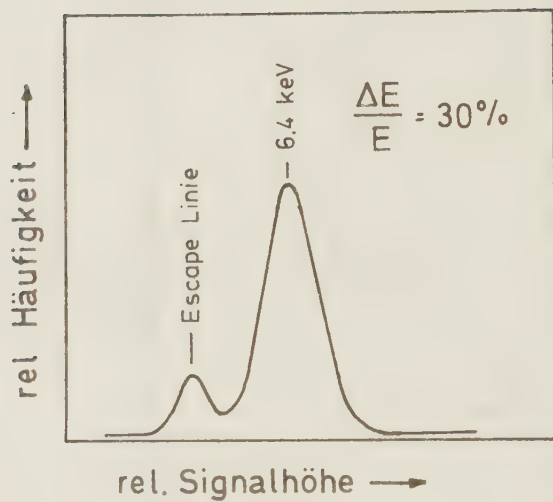
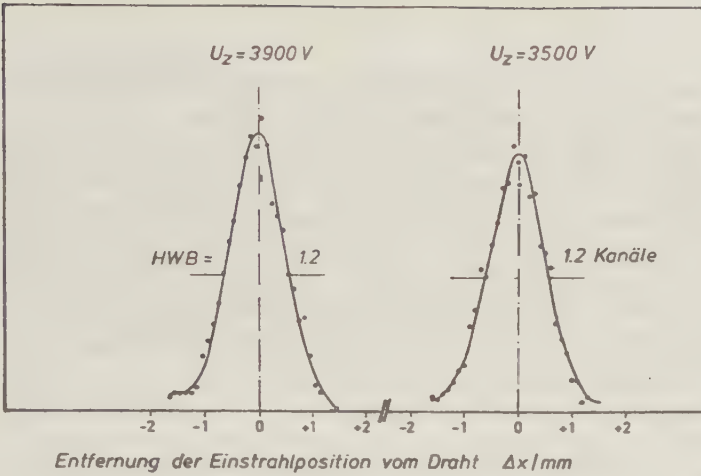


Abb. 31 : Pulshöhenspektrum mit i-Butan-
Gemisch von 6.4 keV eingestrah-
ter Energie

rel. Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ



rel Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ

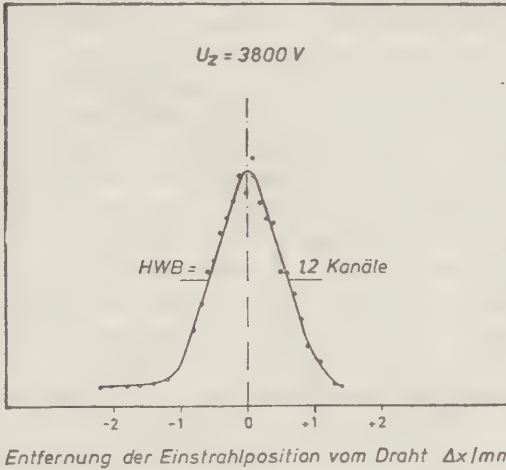


Abb. 32a : Bestimmung der Ortsauflösung des MWPC
bei Verwendung von P10-i-Butan-Gemisch
als Zählgas

men der Messgenauigkeit unabhängig von der Betriebsspannung gleichbleibende Ortsauflösung von $x = 1.1$ mm.

Fixiert man nun die Quelle und mißt die Zählrate $\dot{N}$ in Abhängigkeit der Betriebsspannung an dem betrachteten Zählrohr bei konstanter Diskriminatorschwelle, so erhält man Abb. 32b. Man erkennt, daß sich schon bei $U_z = 3700$ V für die 7.6%-ige und $U_z = 3800$ V für die 15.5%-ige Beimischung von i-Butan die 6.4 keV-Linie ganz über die Diskriminatorschwelle geschoben hat. Dies spiegelt ebenfalls die höheren Gasverstärkungen im Vergleich zu reinem P10-Gas wieder.

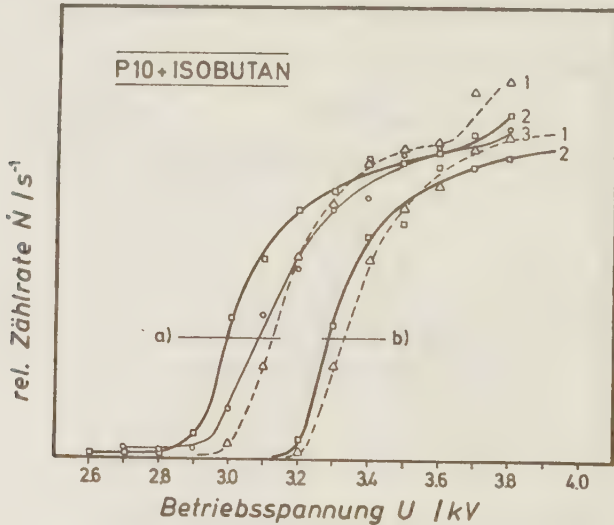


Abb. 32b : Zählrohrcharakteristik für P10-i-Butan - Gemisch und Spannungsverstärkern LeCroy DC 201 A an verschiedenen Drähten:
a) 7.6% i-Butan b) 15.5% i-Butan

4.4.11 Diskussion

Der starke Anstieg der Gasverstärkung bei Zusatz von i-Butan zum ursprünglich benutzten Zählgas P10 bei konstantgehaltener Betriebsspannung ist zunächst ein unerwartetes Ergebnis. Gasverstärkung setzt bei Edelgas-Atomen, wie z.B. Argon, gewöhnlich bei wesentlich kleineren Betriebsspannungen ein als bei polyatomen Gasen. Insofern sollte die Gasverstärkung bei Zusatz von i-Butan mit wachsender Beimischungsmenge sinken. Dies ist auch bei Beimischungsanteilen oberhalb von 7.6% i-Butan tatsächlich der Fall. Die Anomalie ist daher anscheinend in der zu geringen Gasverstärkung bei Verwendung von reinem P10 zu suchen.

Dieser Effekt wurde etwa zur gleichen Zeit an einer ähnlichen Kammer von $s = 1.25$ mm Anodendrahtabstand und P10 als Zählgas von Borchert et al. /25/ beobachtet. Es ergab sich, wie beim vorliegenden MWPC, ebenfalls eine Asymmetrie der Pulshöhenverteilung bei höheren Betriebsspannungen, eine i.a. niedriger als erwartete Gasverstärkung und der positive Einfluß von i-Butan-Zusatz auf Energieauflösung und Gasverstärkung.

Die Erklärung dieses Phänomens ist sicherlich nicht trivial. Dennoch kann man den Versuch einer Interpretation unternehmen.

Schon bei einem geringen Zusatz von polyatomen Gasen zu Zählgasen wie z.B. Argon können signifikante Veränderungen in der Pulshöhe festgestellt werden, wenn die Ionisationsenergie des polyatomen Gases kleiner ist als die angeregter metastabiler Zustände der Zählgasionen. Stößt ein angeregtes Zählgasatom mit einem polyatomen Molekül, so kann das Molekül ionisiert werden, und trägt somit mit zur totalen Primärionisation bei. Dieser, als Penning-Effekt bekannte, Vorgang bewirkt, daß die Umwandlung der eingestrahlten Photonenenergie in elektrische Ladung noch effektiver wird, da bisher Anregungsprozesse nicht zur eigentlichen Umwandlung beitragen konnten (Kap. 4.1). Mit anderen Worten kann durch einen solchen polyatomen Zusatz der W-Wert des Gasgemisches drastisch gesenkt werden /12/ und somit die totale Ionisation erheblich gesteigert werden. Die bessere Effizienz beschränkt sich nicht nur auf den Umsetzprozeß in totale Primärionisation. Auch während des Drift- und Lawinenprozesses

können angeregte Argonionen zur Vermehrung von Ladungsträgern beitragen.

Die Pulshöhe wächst i.a. für extrem kleine Beimischungen sehr stark an, um dann für große Beimischungen eine Sättigung zu erreichen. Dieses Anwachsen der Pulshöhe bei kleinen Beimischungen steht einem Absinken der Verstärkung bei höheren Beimischungen gegenüber. Somit könnte man sich möglicherweise ein Optimum bzgl. der Beimischung vorstellen, zumal im vorliegenden Fall die Ionisationsenergie von i-Butan (10.6 eV) sehr viel kleiner ist als von Methan (15.2 eV). Sollte dieser Effekt wirklich eine Rolle spielen, d.h. sollte der W-Wert des Gasgemisches wirklich stark geändert werden, so muß man bei der herkömmlichen Methode der Berechnung der Verstärkung über den W-Wert vorsichtig sein.

Die starke räumliche Ausdehnung der Ladungsverteilung bei P10-Gas kann von einer unvollständigen Absorption der Strahlung angeregter Argonatome (11.6 eV) durch das Methan rühren. Photonen dieser Energie sind durchaus in der Lage aus umgebenen Metalloberflächen Elektronen auszulösen, die dann die Ladungsverteilung ungewünscht aufblasen. Bei Zusatz von i-Butan steigt natürlich die Absorption dieser Photonen, sodaß die Ladungsverteilung insgesamt lokalisiert werden kann.

5. Radialprofilmessungen im Spektralbereich um die Resonanz-
linien von helium- und wasserstoffähnlichem Schwefel

In Tokamaks werden heutzutage Elektronentemperaturen im Bereich von einigen Kiloelektronenvolt erreicht. Bei diesen Elektronentemperaturen ist es möglich, daß das Plasma beim Kontakt mit dem Entladungsgefäß oder dem Limiter Verunreinigungen hoher bzw. mittlerer Kernladungszahl Z , wie z.B. S, Cl, Ti, Cr, Fe oder Mo aus dem Wandmaterial oder von Wandkontaminationen auslöst, welche dann ins Plasma diffundieren und dort hochionisiert werden. Der als Arbeitsgas benutzte normale oder schwere Wasserstoff (Deuterium) liegt bei diesen Elektronentemperaturen bereits vollionisiert vor, und ist daher mit gewissen Ausnahmen, wie z.B. durch Ladungsaustausch während der Neutralinjektion oder am Rand des Plasmas, nicht mehr spektroskopierbar. Die schweren Verunreinigungen existieren dagegen sogar im Zentrum des Plasmas noch nicht vollionisiert, wobei der Grad ihrer Ionisation abhängig ist von ihrer Kernladungszahl Z und der lokalen Elektronentemperatur. Die Linienemission derartiger Ionen kann daher benutzt werden, um die aktuelle Situation im Plasma wiederzuspiegeln, d.h. die lokalen Plasmamaparameter spektroskopisch zu ermitteln. Die Strahlungsenergie der Verunreinigungen liegt aufgrund der hohen erreichten Ionisationsgrade mehr und mehr im Röntgenbereich.

Mit Hilfe von Linienintensitätsvergleichen bei z.B. helium- oder wasserstoffähnlichen Ionen lassen sich Aussagen treffen über

- i) die lokale Elektronentemperatur T_e
- ii) die lokale Elektronendichte N_e
- iii) das Ionisationsgleichgewicht (Einfluß von Verunreinigungstransport, Besetzung von angeregten Zuständen)

Aus diesem Grunde bietet die Existenz einer gewissen Verunreinigungskonzentration eigentlich erst die Möglichkeit an,

das vorliegende Plasma zu analysieren. In speziellen Fällen werden sogar gezielt Verunreinigungen - sei es gasförmig, mit Laser ablatiert oder als Pellet - injiziert, um z.B. ihren Transport innerhalb des Tokamaks, beispielsweise in die Divertorkammern, zu untersuchen.

Auf der anderen Seite führt die Strahlung dieser Verunreinigungen jedoch zu einem unerwünschten Energieverlust und somit zu einer Abkühlung des Plasmas. Daher ist es für die Fusionsforschung von großem Interesse, die Quellen und den Transport von Verunreinigungen im Plasma zu studieren, insbesondere bei Plasmainstabilitäten, deren Auftreten einen starken Einfluß auf den Verunreinigungstransport ausüben kann. Da typische Zeitkonstanten häufiger Instabilitäten in Tokamaks, wie z.B. der $q=1$ -Instabilität, im Bereich von Millisekunden bis zehn Millisekunden liegen, ist für diese Untersuchungen ein schneller energieauflösender Detektor, wie das vorliegende MWPC, von Wichtigkeit.

5.1 Messung des Spektrums von heliumähnlichem Schwefel in der Umgebung der heliumähnlichen Resonanzlinie

Ein typisches Spektrum als Funktion der Zeit von heliumähnlichem Schwefel im Bereich der Resonanzlinie ($w, \lambda = 0.5038 \text{ nm}$) im Zentrum des Plasmas ist in Abb.33 dargestellt für eine ohmsche Entladung (OH-Entladung) ohne Zusatzheizung. Abb.34a zeigt das Spektrum in dem Zeitintervall von 1.1 s bis 1.7 s. Zur Bezeichnung der Linien diene die übliche Nomenklatur nach A. H. Gabriel /28/ (Tab.4).

Man erkennt deutlich die charakteristischen heliumähnlichen Linien wie die Resonanzlinie w , die Verschmelzung der Interkombinationslinien x und y und die verbotene Linie z zusammen mit dem dielektronischen Satelliten j . Gut separiert erscheint auch der Satellit q , der allerdings auf seiner langwelligen Seite möglicherweise Beiträge des Satelliten r erhält. Die dielektronischen Satelliten dritter Ordnung (z.B. d_{13}), die man im allgemeinen nur noch sehr schwer von der Resonanzlinie trennen kann, sind in Form eines Fußes an der langwelligen Seite

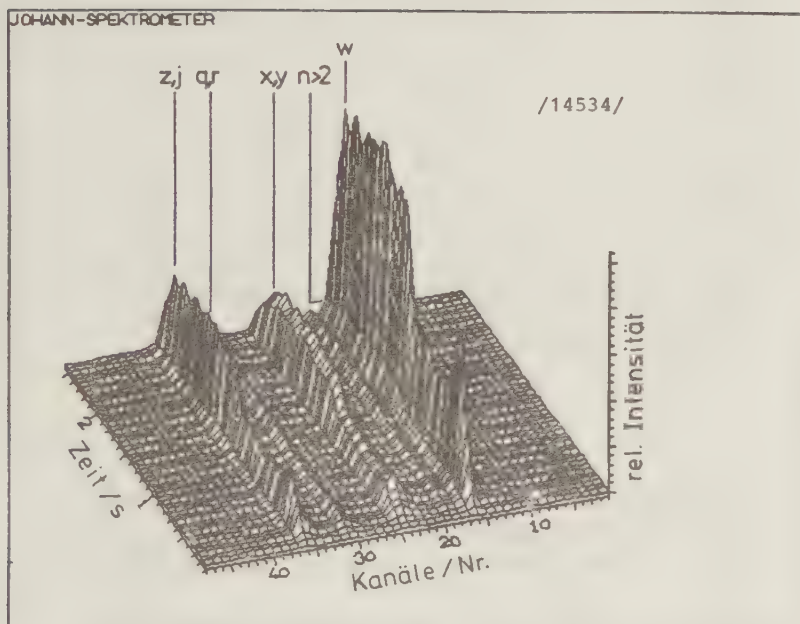


Abb. 33 : Zeitliche Entwicklung des Spektrums von heliumähnlichem Schwefel im Plasmazentrum während einer ASDEX-Entladung

15055

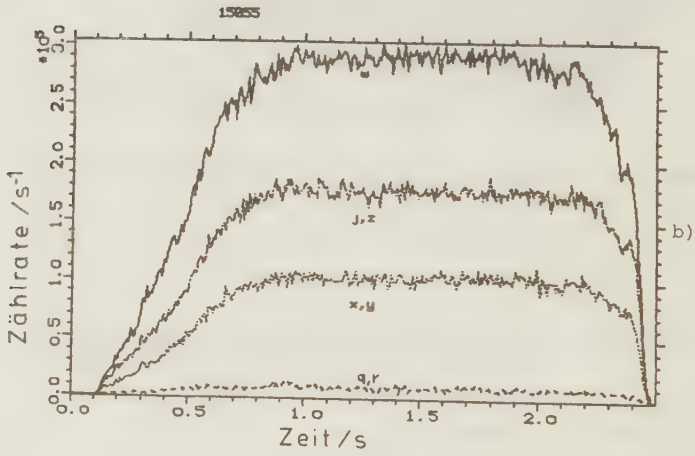
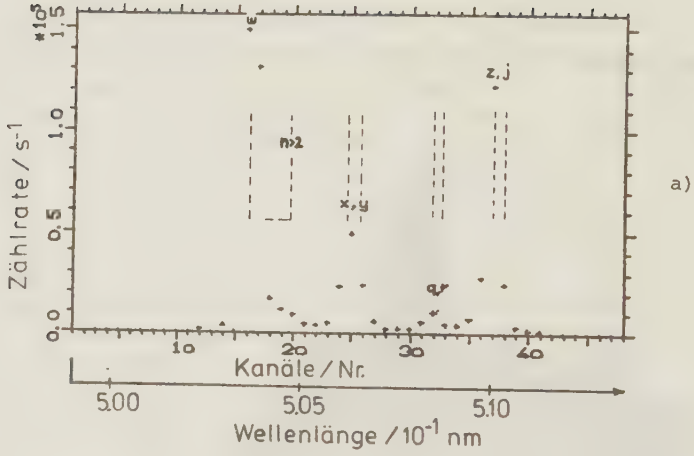


Abb. 34

Name	Übergang		$\lambda/10 \text{ nm}$
w	$1s^2 \text{ } ^1\text{S}_0$	- $1s2p \text{ } ^1\text{P}_1$	5.038
x	$1s^2 \text{ } ^1\text{S}_0$	- $1s2p \text{ } ^3\text{P}_2$	5.063
y	$1s^2 \text{ } ^1\text{S}_0$	- $1s2p \text{ } ^3\text{P}_1$	5.066
z	$1s^2 \text{ } ^1\text{S}_0$	- $1s2s \text{ } ^3\text{S}_1$	5.101
q *	$1s^2 2s \text{ } ^2\text{S}_{1/2}$	- $1s(2s2p \text{ } ^1\text{P})^2\text{P}_{3/2}$	5.085
r	$1s^2 2s \text{ } ^2\text{S}_{1/2}$	- $1s(2s2p \text{ } ^1\text{P})^2\text{P}_{1/2}$	5.087
j	$1s^2 2p \text{ } ^2\text{P}_{3/2}$	- $1s2p^2 \text{ } ^2\text{D}_{5/2}$	5.103

Wellenlängen der charakteristischen Linien und der stärksten dielektronischen Satelliten (* Anregung innerer Schalen) von heliumähnlichem Schwefel

Name	Übergang		$\lambda/10 \text{ nm}$
w_1	$1s \text{ } ^2\text{S}_{1/2}$	- $2p \text{ } ^2\text{P}_{3/2}$	4.726
w_2	$1s \text{ } ^2\text{S}_{1/2}$	- $2p \text{ } ^2\text{P}_{1/2}$	4.731
J	$1s2p \text{ } ^1\text{P}_1$	- $2p^2 \text{ } ^1\text{D}_2$	4.784

Wellenlängen wasserstoffähnlicher Linien

der Resonanzlinie erkennbar. Außerhalb des Plasmazentrums, in Bereichen niedriger Plasmatemperatur, sind sie besser von der Resonanzlinie zu trennen. Abb. 34b zeigt den Zeitverlauf der Intensitäten der interessierenden Linien während der Entladung.

5.2 Dielektronische Satelliten

Über die Jahre wurden die in den Plasmamaschinen erreichten Temperaturen ständig höher und der Spektralbereich maximaler Emission verschob sich in das Gebiet der Röntgenstrahlung.

So erhebt sich zwingend die Frage nach neuen Diagnostikmethoden im Röntgenbereich zur Untersuchung und Ermittlung von Plasmaparametern. Ein für diagnostische Zwecke interessanter Spektralbereich ist neben den charakteristischen heliumähnlichen Linien der Bereich der lithiumähnlichen Satelliten auf der langwelligen Seite der heliumähnlichen Resonanzlinie w. Solche Satellitenspektren wurden erstmals von Edlén und Tyrén (1931) an einer Funkenentladung beobachtet. Sie entsprechen Übergängen des Typs

$$1s^2 nl \longrightarrow 1s 2p nl ,$$

die sich prinzipiell als Resonanzübergänge der Art $1s^2 \longrightarrow 1s2p$ verstehen lassen, jedoch in Gegenwart eines sogenannten Zuschauerelektrons auf der n-ten Schale. Je nach Hauptquantenzahl der Aufenthaltsschale des Zuschauerelektrons ($n = 2, 3$, usw.) bezeichnet man den obigen Übergang als Satellit 2-ter, 3-ter usw. Ordnung. Man erkennt, daß die Störung des $1s^2 \longrightarrow 1s2p$ -Überganges durch ein Elektron in der zweiten Schale sehr viel größer sein muß als in einer äußeren Schale. Insofern sind die $n=2$ -Satelliten gut von der heliumähnlichen Resonanzlinie separiert, während die $n > 3$ -Satelliten mit der Resonanzlinie verschmolzen sind und zu einer leichten Intensitätsüberhöhung und Asymmetrie auf der langwelligen Seite führen.

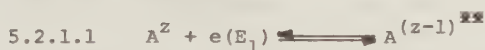
Die Bevölkerung dieser lithiumähnlichen Zustände geschieht i.a. auf zwei Arten:

- i) dielektronische Rekombination bei heliumähnlichen Ionen
- ii) Stoßanregung von inneren Schalen lithiumähnlicher Ionen

Im folgenden sei auf diese beiden Prozesse genauer eingegangen.

5.2.1 Dielektronische Rekombination

Bei der dielektronischen Rekombination wird die kinetische Energie E_1 eines mit einem heliumähnlichen Ion rekombinierenden Elektrons dazu benutzt, einen doppelt angeregten Zustand $1s2pn1$ des nun lithiumähnlichen Ions anzuregen (siehe Abb. 35):



z : Ladung des Ions

$*$: angeregter Zustand

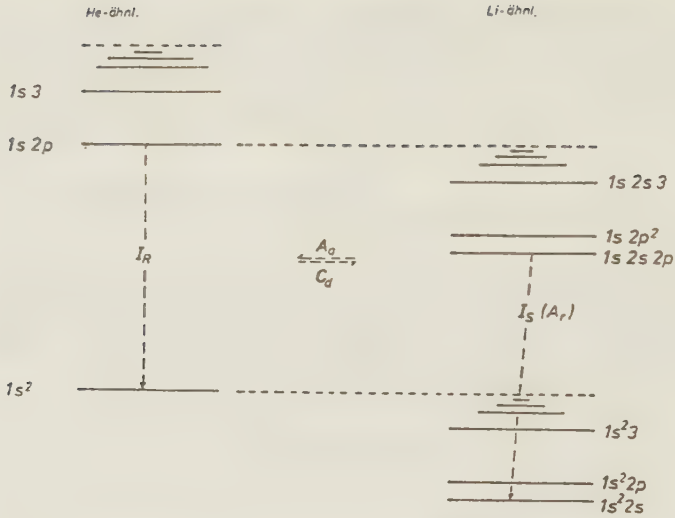
Dieser doppelt angeregte Zustand ist jedoch instabil, da seine Energie oberhalb der Ionisationsgrenze des Ions liegt. Für ihn existieren nun zwei Möglichkeiten, wieder in einen energetisch niedrigeren Zustand überzugehen:

- i) Übergang in einen einfach angeregten Zustand $1s^2n1$ durch Emission eines Photons in Gegenwart eines Zuschauer elektrons in der Schale $n1$.

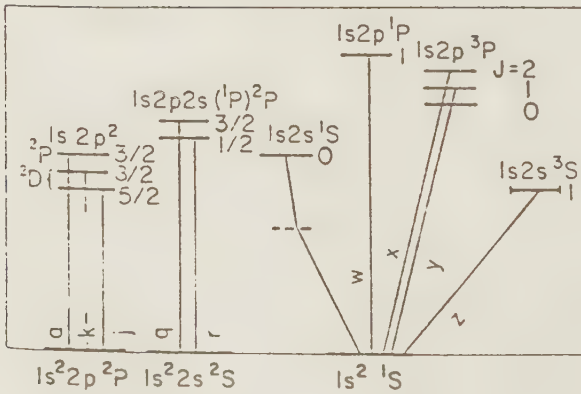


Die Energie der Strahlung $h\nu(j)$ entspricht der Energie des betreffenden beobachteten Satelliten, z.B. j .

- ii) Zerfall des doppelt angeregten Zustandes $1s2pn1$ durch Übergang in den Grundzustand $1s^2$ des heliumähnlichen Ions und gleichzeitiger Autoionisation, d.h. Emission des zweiten Elektrons.



Schematische Darstellung der Termschemata



Termschema des heliumähnlichen Ions /36/

Der zweite Prozeß, die Autoionisation, ist der ebenfalls in Gleichung 5.2.1.1 angedeutete, zur dielektronischen Rekombination inverse Vorgang. Die Wichtung, mit der diese beiden Prozesse als Funktion der Elektronentemperatur auftreten, ist gegeben durch die Beziehung /26/

$$5.2.1.2 \quad \frac{C_d}{A_a} = \frac{4\pi^{3/2} a_o^3}{(kT_e)^{3/2}} \frac{g_s}{g_l} \exp\left(-\frac{E_s}{kT_e}\right)$$

C_d : dielektronische Rekombinationsrate

A_a : Autoionisationsrate

g_s, g_l : statistische Gewichte des Satelliten- bzw. des heliumähnlichen Grundzustandes

E_s : Energiedifferenz zwischen diesen Niveaus in Rydberg-Einheiten

kT_e : Elektronentemperatur in Rydberg-Einheiten

a_o : Bohrscher Radius

Für den Emissionskoeffizienten ϵ_{sd} des Satellitenüberganges gilt allgemein

$$5.2.1.3 \quad \epsilon_{sd} = \frac{h\nu}{4\pi} N_{He} N_e C_d \frac{A_r}{A_a + A_r}$$

N_{He} : Dichte der heliumähnlichen Ionen

N_e : Elektronendichte

A_r : Strahlungsübergangswahrscheinlichkeit

wobei der Quotient $A_r/(A_r + A_a)$ den Anteil des Prozesses i) am Zerfall des doppelt angeregten Zustandes darstellt. Durch Einsetzen von Gleichung 5.2.1.2 in die Gleichung 5.2.1.3 für den Emissionskoeffizienten erhält man schließlich für ein thermisches Plasma

$$5.2.1.4 \quad \epsilon_{sd} = \frac{h\nu}{4\pi} N_{He} N_e \frac{4\pi^{3/2} a_o^3}{(kT_e)^{3/2}} \frac{g_s}{g_l} \frac{A_r A_a}{A_r + A_a} \exp\left(-\frac{E_s}{kT_e}\right)$$

Zur Berechnung des Ratenkoeffizienten für dielektronische Rekombination existiert eine Vielzahl von Ansätzen, die bei De Michelis et al. (1976) /35/ übersichtsmäßig dargestellt sind.

Anders als bei der dielektronischen Rekombination, bei der für die Anregung eines Satelliten, z.B. j , eine diskrete Energie E_1 der Elektronenverteilungsfunktion verantwortlich ist (siehe Abb.36), tragen zur Stoßanregung der Resonanzlinie



alle Elektronen der Verteilungsfunktion oberhalb einer gewissen Schwellenenergie E_{exc} mit entsprechendem Wirkungsquerschnitt bei.

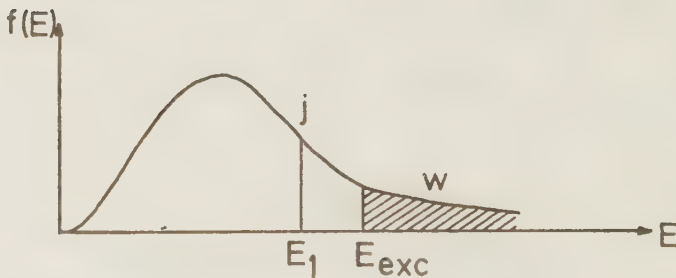


Abb. 36

Der Emissionskoeffizient der Resonanzlinie lautet daher

$$5.2.1.5 \quad \epsilon_R = \frac{h\nu}{4\pi} N_{He} N_e C (1 + \alpha)$$

α : Intensitätsbeitrag der nichtaufgelösten dielektronischen Satelliten zur Resonanzlinie

wobei der Ratenkoeffizient für die Stoßanregung C nach van Regemorter (1962) /28/ durch die Beziehung

$$5.2.1.6 \quad C = 8(\pi/3)^{1/2} \frac{h a_o}{3} \frac{f}{E_o (kT_e)^{1/2}} P \exp \left(- \frac{E_o}{kT_e} \right)$$

f : Oszillatorstärke

E_o : Energie der Resonanzlinie in Rydberg-Einheiten

P : effektiver Gauntfaktor

beschrieben wird. Beobachtet man beide Linien aus dem gleichen Plasmavolumen, so gilt für das Intensitätsverhältnis von Satelliten- zu Resonanzlinie

$$5.2.1.7 \quad \frac{I_{sd}}{I_R} = \frac{1}{1+\alpha} F_1(T_e) \cdot F_2(S) ,$$

d.h. das Intensitätsverhältnis ist proportional einer temperaturabhängigen Funktion F_1

$$F_1(T_e) = 0.01104 \frac{E_o}{kT_e} \exp \left(- \frac{E_o - E_s}{kT_e} \right)$$

und einer Funktion F_2 , die im wesentlichen von atomaren Parametern der Satellitenlinie abhängt:

$$F_2(S) = \frac{g_s}{g_l} \frac{A_r A_a}{A_r + A_a} .$$

Das Verhältnis der Intensitäten von dielektronischer Satellitenlinie und Resonanzlinie stellt somit über die Funktion $F_1(T_e)$ eine Möglichkeit dar, die Elektronentemperatur T_e spektroskopisch zu ermitteln.

5.2.2 Stoßanregung von inneren Schalen

Eine weitere Möglichkeit, derartige lithiumähnliche Satellitenzustände zu bevölkern, wäre Stoßanregung von Elektronen aus inneren Schalen lithiumähnlicher Ionen. Bei heliumähnlichen Ionen ist dieser Prozeß vergleichsweise nicht sehr effektiv, da die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron anzuregen, wesentlich größer ist, als zwei Elektronen gleichzeitig anzuregen. Für den Emissionskoeffizienten ergibt sich analog

$$5.2.2.1 \quad \epsilon_{si} = \frac{h\nu}{4\pi} N_{Li} N_e C_i \frac{A_r}{A_a + A_r}$$

N_{Li} : Dichte der lithiumähnlichen Ionen

C_i : Ratenkoeffizient der Stoßanregung von inneren Schalen

Als Ratenkoeffizient C_i für Stoßanregung von inneren Schalen läßt sich der Ausdruck von van Regemorter (Glng. 5.2.1.6) heranziehen, indem man statt die Energie des Resonanzüberganges E_o die des Satellitenüberganges E_s einsetzt, eine andere Oszillatorenstärke verwendet und aufgrund der gegenüber der Resonanzlinie vergleichsweise geringeren Besetzungsdichte das Ergebnis mit einem Faktor β versieht.

Für das Intensitätsverhältnis von Satellitenlinie zur Resonanzlinie ergibt sich somit

$$\frac{I_{si}}{I_R} = \frac{1}{1 + \alpha} F'_1(T_Z) \cdot \frac{C_i}{C} F'_2(S)$$

$$\text{mit} \quad F'_1(T_Z) = N_{Li} / N_{He}$$

$$\text{und} \quad F'_2(S) = \frac{A_r}{A_r + A_a}$$

d.h. man erhält eine Teilfunktion $F'_1(T_Z)$, die direkt die sog-

genannte Ionisationstemperatur T_z widerspiegelt - das Verhältnis N_{Li}/N_{He} im Plasma, das im Gleichgewichtszustand mit der Temperatur T_z vorliegen würde. Die zweite Teilfunktion ist abhängig von atomaren Parametern des dielektronischen Satelliten.

Dieses Intensitätsverhältnis läßt sich daher spektroskopisch nutzen, um Aussagen über das Ionisationsgleichgewicht im Plasma zu machen. Aus Abweichungen der gemessenen Größen T_z und T_e voneinander können Rückschlüsse auf ein ionisierendes oder rekombinierendes Plasma gezogen werden, wie auch auf Transport- und Diffusionsphänomene in Tokamakentladungen.

In Abb. 37 / 27/ sind die Intensitätsverhältnisse für dielektronische Satelliten durch (a) dielektronische Rekombination und (b) durch Stoßanregung von inneren Schalen als Funktion der Kernladungszahl des Verunreinigungsions bei der Elektronentemperatur $T_e = T_z = T_{max}$ dargestellt. T_{max} ist die Elektronentemperatur, bei der maximale Emissionen der heliumähnlichen Resonanzlinie w vorliegt. Man erkennt, daß die Satelliten j und k bzw. q und a am stärksten präsent sind und sich am besten eignen, die Elektronentemperatur bzw. die Ionisationstemperatur zu bestimmen. Zur Berechnung dieser Linienintensitätsverhältnisse lassen sich Tabellenwerke von C. P. Bhalla et al. (1975) / 29/ heranziehen.

Folgende Kompositionen von Linienverhältnissen werden häufig zur Diagnose der nebenstehend aufgeführten Parameter benutzt:

$K = k/w$	T_e
$G = (x+y+z)/w$	T_e
$S = (x+y)/w$	T_e
$Q = q/w$	$T_e, (N_{Li}/N_{He})$
$I = w/W$	$T_e, (N_{He}/N_H)$
$R = (x+y)/z$	N_e

W und w bezeichnen nach der Gabriel-Notation die Resonanzlinie von wasserstoff- und heliumähnlichen Ionen.

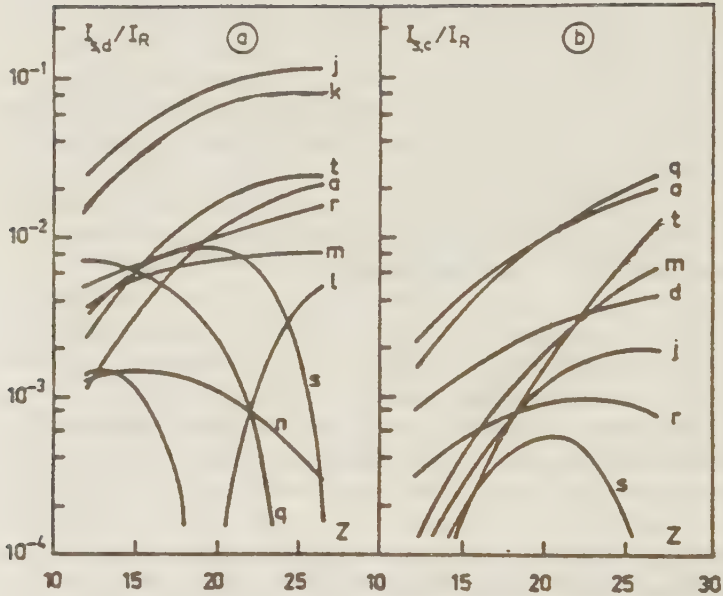


Abb. 37 : Theoretisches Intensitätsverhältnis von
Satelliten zur heliumähnlichen Resonanz-
linie bei $T_e = T_z = T_{\max}$ für a) dielektro-
nische Rekombination und b) für Anregung
von inneren Schalen

(Boiko et al. (1978) /27/)

5.3 Messung von Radialprofilen helium- und lithiumähnlicher Linien

Radialprofilmessungen von Verunreinigungen an Tokamaks haben im allgemeinen ergeben, daß das gemessene radiale Profil der Verunreinigungskonzentration meist nicht in Übereinstimmung mit dem, nach dem reinen Corona-Gleichgewicht erwarteten, Profil steht /30/. Erst die Berücksichtigung von zusätzlichen Diffusions- und Konvektionsflüssen der Verunreinigungen machte es möglich, die gemessenen Profile zufriedenstellend zu interpretieren.

Erste radiale Messungen der heliumähnlichen Resonanzlinie von Argon zusammen mit den charakteristischen heliumähnlichen Linien und den dielektronischen Satelliten am Tokamak ALCATOR C von E. Källne et al. (1984) /31/32/ deuten einen Wechsel des Anregungsmechanismus außerhalb eines bestimmten Plasmaradius an. Sie nahmen Radialprofile der Linienverhältnisse S, G, K und Q auf, die, wie erwartet, zum Plasmarand, d.h. zu niedrigen Temperaturen, anstiegen. Dieses ist ohne weiteres durch die Populationsmechanismen von Elektronenstoßanregung und dielektronischer Rekombination zu verstehen. Ab einem gewissen Radius jedoch sanken die Quotienten Q und K rapide ab, während sich bei S und G eine Art Sättigung abzeichnete. Erklären läßt sich diese scheinbare Anomalität durch einen Wechsel des Besetzungsmechanismus der charakteristischen Linien von der bisher dominierenden Stoßanregung zur (bei diesen niedrigen Elektronentemperaturen) vergleichbar gewordenen Strahlungsrekombinationen oder sogar Ladungsaustausch. Da die Strahlungsrekombination besonders effektiv ist bei hohen relativen Konzentrationen von $N(\text{Ar } 17+)/N(\text{Ar } 16+)$, lag die Vermutung einer Überhöhung dieses Verhältnisses bei diesen Plasmaradien nahe, was auch tatsächlich durch ein Radialprofil von heliumähnlichem (Ar 16+) und wasserstoffähnlichem (Ar 17+) Argon gezeigt werden konnte.

Da im Corona-Gleichgewicht das Verhältnis $N(\text{Ar } 17+)/N(\text{Ar } 16+)$ mit sinkender Temperatur drastisch abnehmen sollte, war eine solche Überhöhung bei großen Radien nur durch Ionentransport zu erklären. Ionentransport wird in Regionen mit großem radialen Dichte- und Elektronentemperaturgradienten ein wichtiger Faktor für

die radiale Ionisationszustandsverteilung.

Aus diesem Grunde wäre es interessant, auch am Tokamak ASDEX das Augenmerk auf derartige Phänomene zu richten.

Abb. 38 zeigt als Beispiel zwei Spektren von heliumähnlichem Schwefel, die während der ohmschen Phase einer ASDEX-Entladung im Zentrum des Plasmas und beim Plasmaradius $R = 22.5 \text{ cm}$ in einem Meßintervall von 50 ms aufgenommen wurden. Die Plasma-parameter betragen hierbei

$$\begin{array}{ll} \text{zentrale Elektronentemperatur} & T_e = 870 \text{ eV} \\ \text{zentrale Elektronendichte} & N_e = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \\ \text{Plasmastrom} & I_{\text{plas}} = 310 \text{ kA} \end{array}$$

Das Meßintervall liegt innerhalb des Plateaus des Plasmastromes. Man erkennt das erwartete relative Anwachsen der Satellitenintensitäten im Vergleich zu den charakteristischen heliumähnlichen Linien bei größeren Radien, d.h. kleineren Temperaturen.

Unter denselben Bedingungen wie oben geschildert wurde durch Schwenken des gesamten Johannspektrometers ein Radialprofil dieses Spektrums erstellt und die Intensitätsverhältnisse

$$S = (x+y)/w$$

$$D = d_{13}/w$$

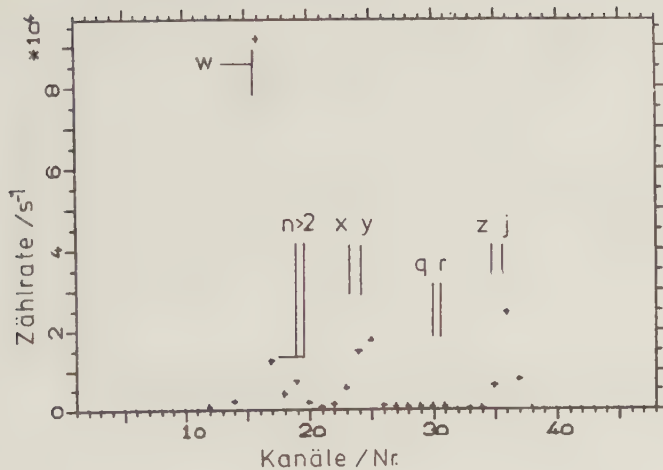
$$Q = q(r)/w$$

$$Z = z(j)/w$$

in den Abb.39 a,b,c,d aufgetragen.

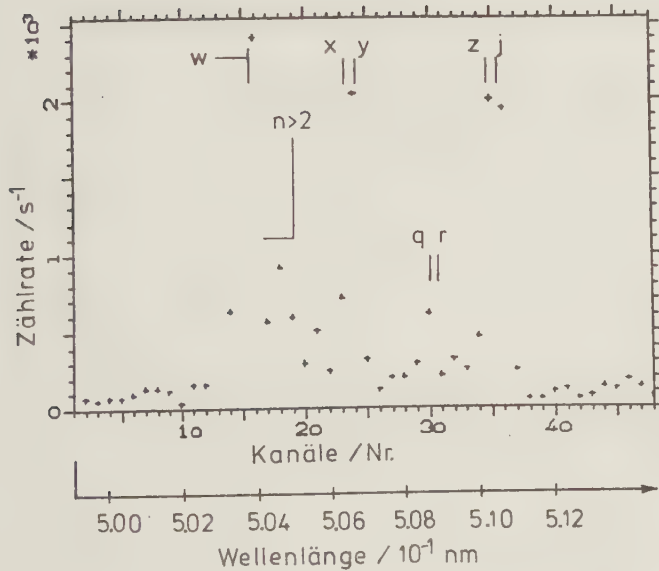
Die Linienintensitätsverhältnisse steigen aufgrund der Besetzungsmechanismen von dielektronischer Rekombination und Elektronenstoßanregung mit sinkender Temperatur zum Plasmarand hin an. Leider konnten die Verhältnisse nur bis zu einem Radius von ca. $R = 25 \text{ cm}$ bestimmt werden, weil wegen der abnehmenden Intensität der Linien zum Plasmarand die Unsicherheit bei der Berechnung des Intensitätsquotienten zu stark anwuchs.

14607



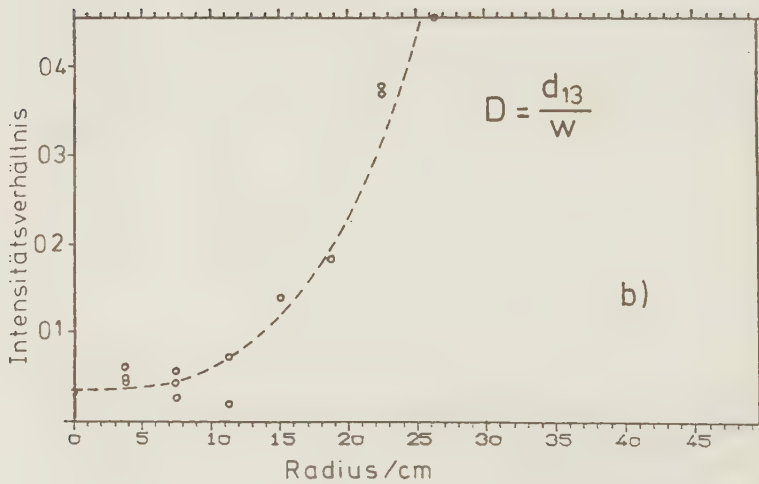
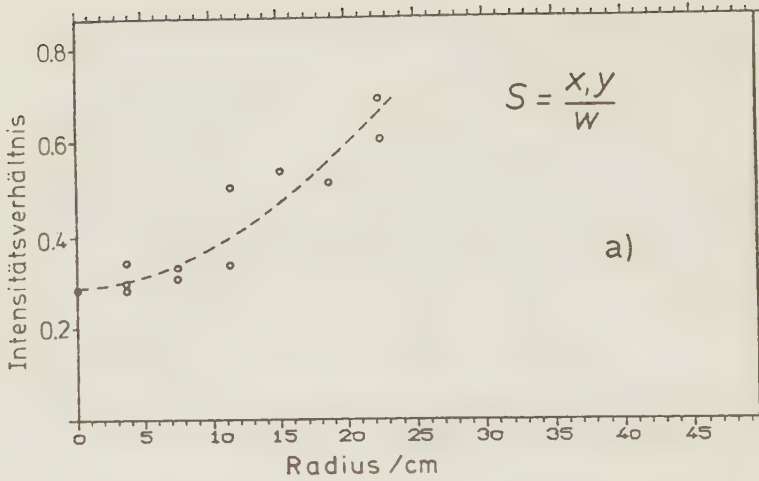
R =
3.75cm

14615



R =
22.5cm

Abb. 38



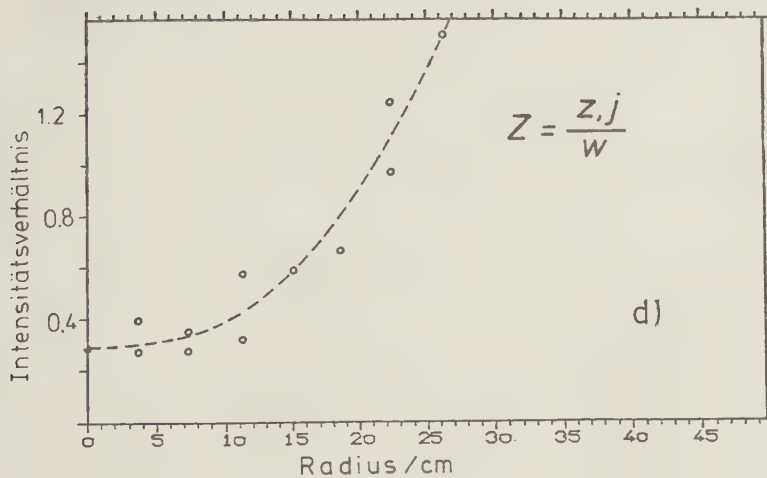
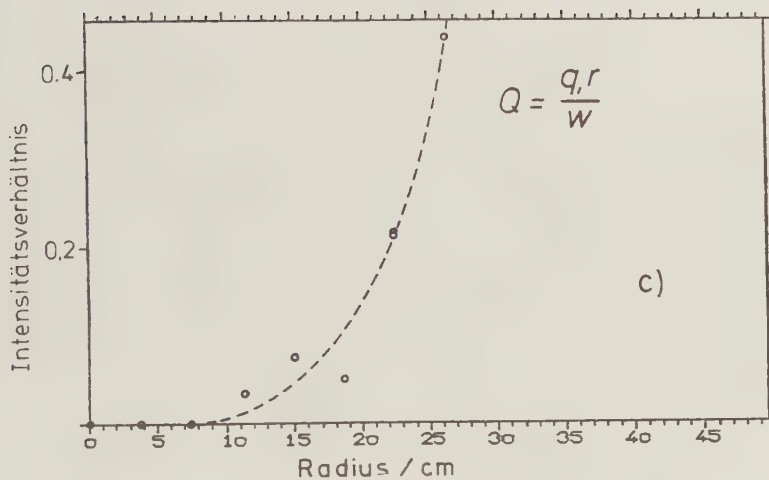


Abb. 39

Eine Aussage über das radiale Ionisationsgleichgewicht ($N_{\text{Li}}/N_{\text{He}}$) läßt sich möglicherweise über das Intensitätsverhältnis Q gewinnen. Nimmt man an, daß die gemessene Linie $q(r)$ die Summe aus dem dielektronischen Satelliten r und dem Satelliten q ist, der durch Stoßanregung von inneren Schalen erzeugt wird, so kann man für das vorliegende Elektronentemperaturprofil (Abb. 42) mit den Tabellen von C. P. Bhalla et al./30/ eine Abschätzung über das Intensitätsverhältnis $q(r)/w$ machen. Die ersten radialen, innerhalb der Meßungenauigkeit von Null verschiedenen, $q(r)/w$ -Werte liegen bei Radien $R > 7.5$ cm. Für $R = 15.5$ cm und der Annahme $T_z = T_e$ beträgt das grob abgeschätzte $q(r)/w$ -Verhältnis ca. 0.035, was im Rahmen des Meßfehlers mit dem, der Meßkurve entnommenen, Wert von etwa 0.044 noch relativ gut überein stimmt. Dies führt zu der Annahme, daß zumindest im Zentrum die Voraussetzung $T_z = T_e$ berechtigt ist. Zu größeren Radien hin weichen gemessene und abgeschätzte Werte mehr und mehr voneinander ab in dem Sinne, daß $T_z < T_e$ ist, was tendenziell auf eine Überhöhung des Verhältnisses $N_{\text{Li}}/N_{\text{He}}$ für $R > 15.5$ cm deuten läßt.

5.4 Spektrum von wasserstoffähnlichem Schwefel

In Abb. 40a und b ist die zeitliche Entwicklung des Spektrums von wasserstoffähnlichem Schwefel auf einem Detektorfenster von 30 Kanälen dargestellt. Die beiden Resonanzübergänge W_1 und W_2 (zusammen als W bezeichnet), entsprechend den Zuständen $2P_{3/2,1/2}$ (siehe Tab. 4), konnten zwar nicht spektral aufgelöst werden, jedoch sieht man die starke Asymmetrie, die durch die Verschmelzung beider Linien unterschiedlicher Intensität auftritt. Der $n=2$ -Satellit J ist andeutungsweise zu erkennen.

Im folgenden wurde, wie schon bei der heliumähnlichen Resonanzlinie w, eine Radialmessung der Intensität der wasserstoffähnlichen Resonanzlinie W durchgeführt. Aus dem Vergleich beider Profile, d.h. dem Verhältnis $N_H/N_{He}(R)$, mit theoretischen Profilen, denen das Corona-Modell zugrunde liegt, einschließlich der Berücksichtigung von Diffusion und Konvektion, lassen sich Aussagen über den Einfluß von Verunreinigungstransport auf das radiale Verhältnis der beiden Ionisationsstufen machen.

5.5 Verunreinigungstransport in Tokamak-Plasmen

Die zeitliche Änderung der Population von Ionen des Ladungszustandes z im Plasma kann beschrieben werden durch die Beziehung

$$\frac{dN_z}{dt} = - \frac{1}{r} \frac{d(r \Gamma_z)}{dr} + N_e (S_{z-1} N_{z-1} - S_z N_z + \alpha_{z+1} N_{z+1} - \alpha_z N_z)$$

α_z : Rekombinationskoeffizient für Strahlungs- und dielektronische Rekombination nach $z-1$

S_z : Ionisationskoeffizient nach $z+1$

Der zweite Summand stellt die Änderung dN_z/dt in einem Plasma dar, in dem jeglicher Transport vernachlässigt werden kann. Im Gleichgewichtszustand (Corona-Gleichgewicht), d.h. $dN_z/dt=0$ und $T_e=T_z$, bedeutet dies für ein solches Plasma eine Einstellung

JOHANN-SPEKTROMETER

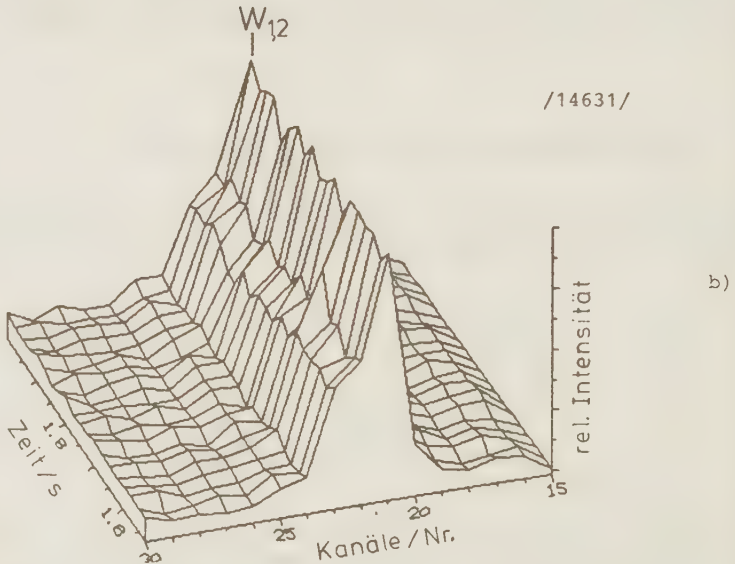
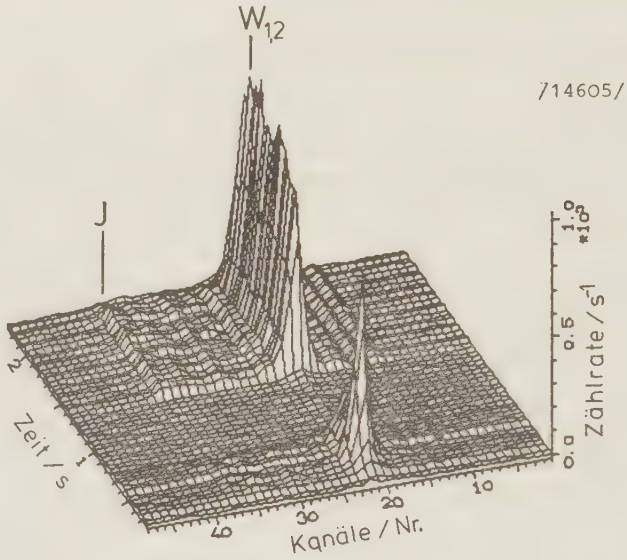


Abb. : Spektrum von wasserstoffähnlichem Schwefel im Zentrum

der Ionisationszustände nach der Korona - Beziehung

$$\frac{N_z}{N_{z-1}} = \frac{S_{z-1}}{\alpha_z}.$$

Die Erfahrung zeigte, daß für die Beschreibung von Radialprofilen dieser Ionisationszustände im Tokamak zusätzliche radiale Verunreinigungsflüsse Γ_z dieser Ionen angenommen werden mußten. Würde man als allgemeinste Ursache dieser Flüsse klassische Diffusion verantwortlich machen

$$\Gamma_z = -D \frac{dN_z}{dr}$$

D : klassischer Diffusionskoeffizient

so erhielte man zu kleine Flüsse, als daß sie die gemessenen Profile erklären könnten. In diesem Fall müßte man zu einem sogenannten anomalen Diffusionskoeffizienten übergehen, der den klassischen weit übersteigt.

Eine gute Beschreibung der Profile konnte bisher erreicht werden durch Einführung eines zusätzlichen Konvektionsterms/33/:

$$\Gamma_z = -D \frac{dN_z}{dr} + v N_z$$

wobei $v = -\frac{2D}{a^2} r$ oder $v = -\frac{r}{a} v'$ (benutzter Code)

a : Plasmaradius

Um die radiale Dichteverteilung der einzelnen Ionisationszustände zu berechnen, muß das gekoppelte Differentialgleichungssystem 5.5.1 für alle Zustände z gelöst werden. Aus diesem Grunde werden diese Berechnungen an vielen Tokamaks mit Hilfe eines sogenannten Transportcodes an einer Rechenanlage durchgeführt.

Bisher an TFR und ASDEX gemessene Radialprofile von z.B. Sauerstoff, Eisen und Nickel ergaben gute Anpassungen für Diffusionskoeffizienten von 2000 - 4000 cm²/s und Konvektionsgeschwindigkeiten von 400 - 800 cm/s.

Die im nächsten Kapitel dargestellten an ASDEX gemessenen

Radialprofile für helium- und wasserstoffähnlichen Schwefel wurden ebenfalls mit einem Transportcode ausgewertet, der Zugriff auf eine Rechnerbibliothek mit aktuellen Ratenkoeffizienten besaß.

5.6 Messung der Radialverteilung von wasserstoff- und helium-ähnlichem Schwefel

In Abb.41 sind die gemessenen Intensitäten der helium- und wasserstoffähnlichen Resonanzlinien w, W über dem Radius aufgetragen. Im Zentrum beträgt das Verhältnis etwa

$$\frac{W}{w} (R=0 \text{ cm}) \approx 11 \% .$$

Mit Hilfe des Transportcodes wurde nun versucht, durch Variation des Diffusionskoeffizienten D und somit der Konvektionsgeschwindigkeit v die gemessenen Profile für w und W mit dem richtigen Intensitätsverhältnis $W/w \approx 11\%$ im Plasmazentrum zu erzeugen. Die hierfür benötigte Elektronendichte und -temperaturverteilung ist in Abb. 42 dargestellt. Der Rechnercode liefert als Resultat zunächst nur eine radiale Dichteverteilung aller Ionisationsstufen n . Um die gemessene Intensität zu erhalten wurden diese Werte mit der Elektronenstoßanregungsfunktion nach Vainshtein /34/ zu Intensitäten umgerechnet und über den entsprechenden Sehstrahl integriert.

Die berechneten Profile und die dazugehörigen Intensitätsverhältnisse $(W/w)_{\text{com}}$ im Plasmazentrum wurden in mehreren Rechnerläufen für unterschiedliche Diffusionskonstanten ermittelt und $(W/w)_{\text{com}}$ in Tabl. 5 aufgelistet. Zusätzlich ist auch der Quotient B des zugehörigen Dichteverhältnisses von wasserstoff- zu heliumähnlichen Ionen $(N_H/N_{He})_{\text{com}}$ im Zentrum relativ zum reinen Coronagleichgewicht $(N_H/N_{He})_{\text{cor}}$ dargestellt.

Man sieht aus der Tabelle, daß zur Beschreibung der gemessenen Profile sehr niedrige Diffusionskoeffizienten ($D=500 \text{ cm}^2/\text{s}$) notwendig sind, sodaß der Transport fast zu vernachlässigen ist. Unter Umständen reicht sogar das reine Coronagleichgewicht aus -

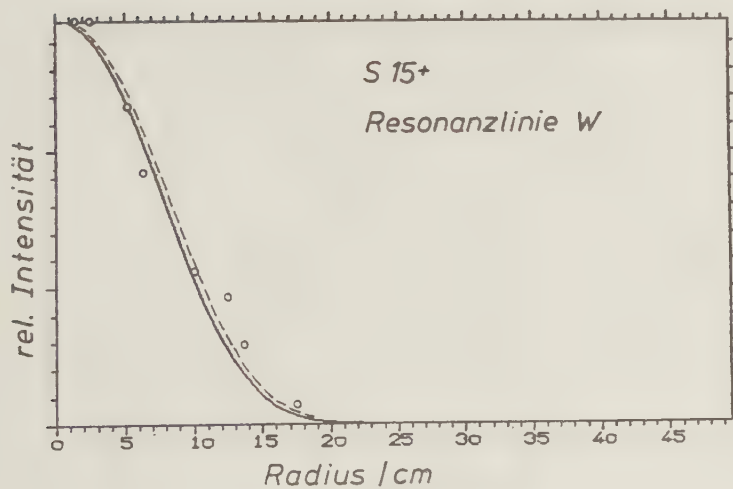
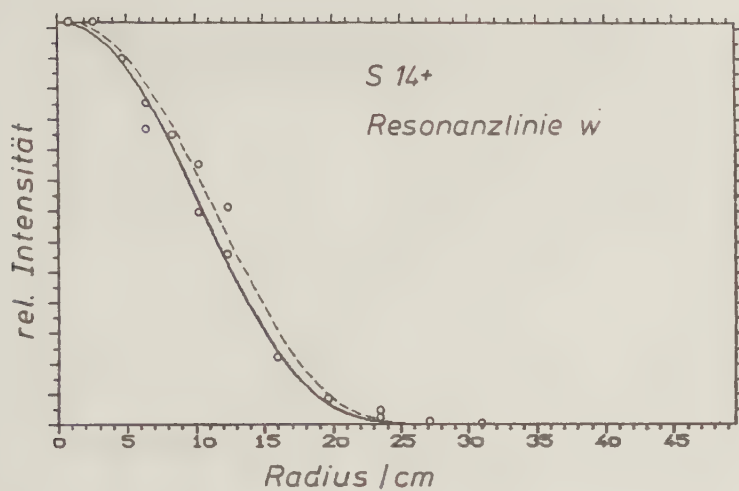


Abb. 41 : Radialprofile von wasserstoff- und heliumähnlichem Schwefel. Transportcode- Anpassung für (----) Koronagleichgewicht und (—) $D = 500 \text{ cm}^2$

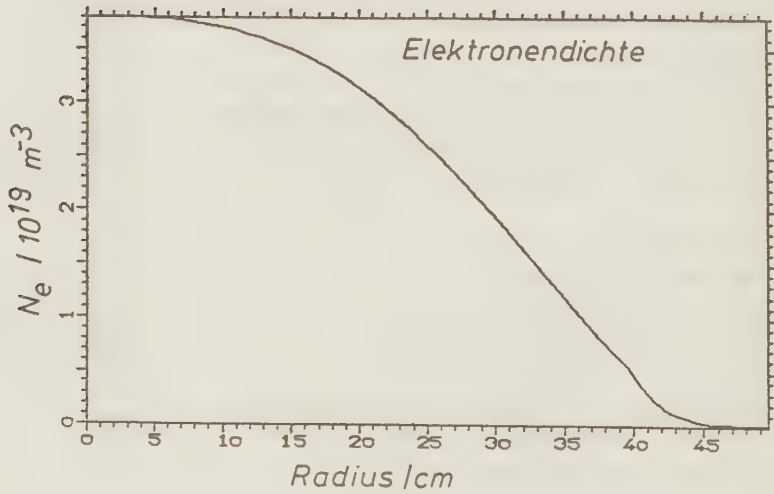
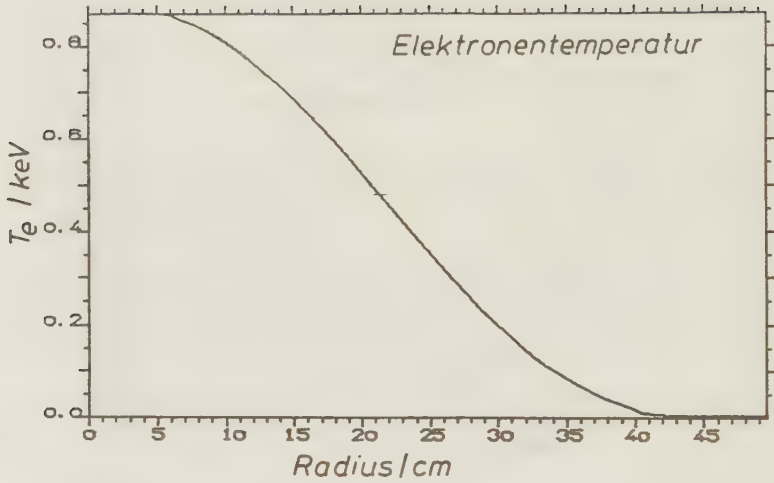


Abb. 42 : Vorliegendes Elektronen- und Temperaturprofil

$D/\text{cm}^2\text{s}^{-1}$	$v'/\text{cm s}^{-1}$	$(W/w)_{\text{com}}$	B
4000	460	7.2 %	62 %
1000	230	10.3 %	90 %
500	115	11.3 %	98 %

Tabl. 5

zumindest in dem radialen Bereich $0\text{cm} < R < 20\text{cm}$, der durch die Messung mit Schwefel abgedeckt werden konnte. In die Profile von Abb. 41 wurden vergleichsweise die Verteilungen für einen Diffusionskoeffizienten von $D = 500 \text{ cm}^2/\text{s}$ (—) und für das reine Coronagleichgewicht (-----) eingezeichnet. Man sieht, daß das berechnete Profil die gemessenen Werte gut wiedergibt.

6. Vorstellung einiger Messungen mit hoher Zeitauflösung

Bei hohen Plasmaströmen und Zusatzheizung, wie Neutralinjektion, treten häufig sogenannte $q=1$ -Instabilitäten im Plasma auf, die die Linienintensitäten von heliumähnlichem Schwefel bis zu 50% und von wasserstoffähnlichem Schwefel sogar bis über 80% zeitlich sägezahnartig modulierten. Ihre Periodendauern variierten im Bereich von einigen 10 ms. Ein Beispiel für eine leichte Modulation ist in Abb. 43 anhand des bekannten heliumähnlichen Spektrums dargestellt.

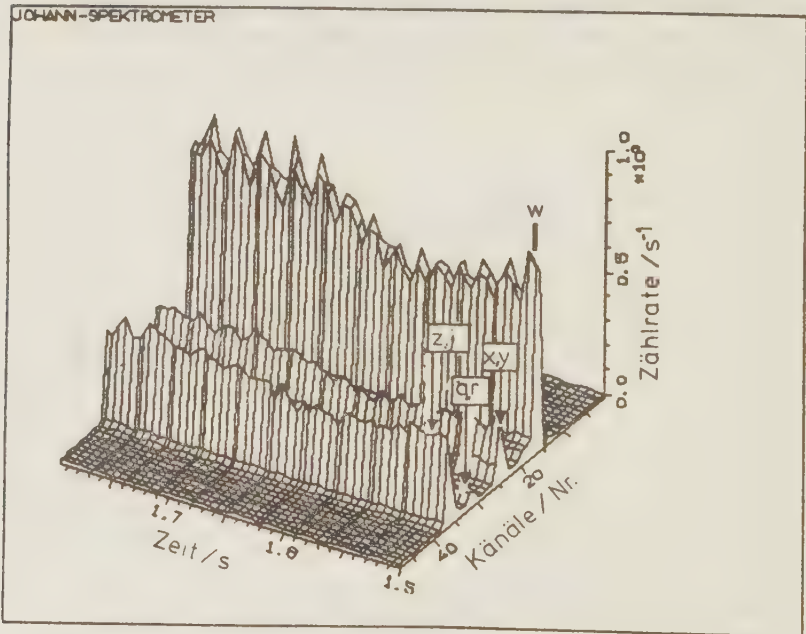


Abb. 43

Abb. 44 a zeigt eine Entladung, in deren Verlauf drei verschiedene Zusatzheizungen (Lower Hybrid - Heizung LH, Ionenzyklotronheizung ICRH, Neutralinjektion NI) nacheinander in Betrieb genommen wurden. Man erkennt auf allen Linien die Sägezahnmodulation, die vor dem Zuschalten der Neutralinjektion sehr hochfrequent (10 ms) ist und während der Neutralinjektion eine Periode von ca. 40 ms (siehe Abb. 44 b) besitzt. In Abb. 44 b sind die Zeitverläufe der fünf Linien w , d_{13} , (x,y) , $q(r)$ und $z(j)$ während der Neutralinjektion dargestellt.

Da einige Linienverhältnisse von dielektronischen Satelliten zur Resonanzlinie temperaturabhängig oder auch ionisations- temperaturabhängig sind, lag es nahe, auch direkt das Intensitätsverhältnis der obigen Linien bezüglich der Resonanzlinie in Abhängigkeit der Zeit zu berechnen. Man sieht in Abb. 45 , daß sich tatsächlich im zeitlichen Verlauf der Intensitätsverhältnisse die Periode der Instabilität widerspiegelt, was bei geeigneter Wahl der Linien eine bequeme und schnelle Methode anbietet, sich ein Bild über die Entwicklung von Plasmaparametern zu machen.

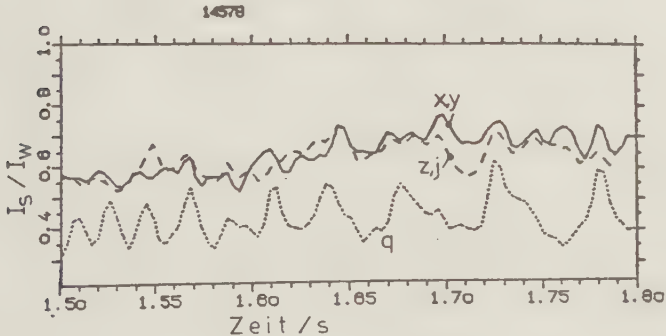


Abb. 45

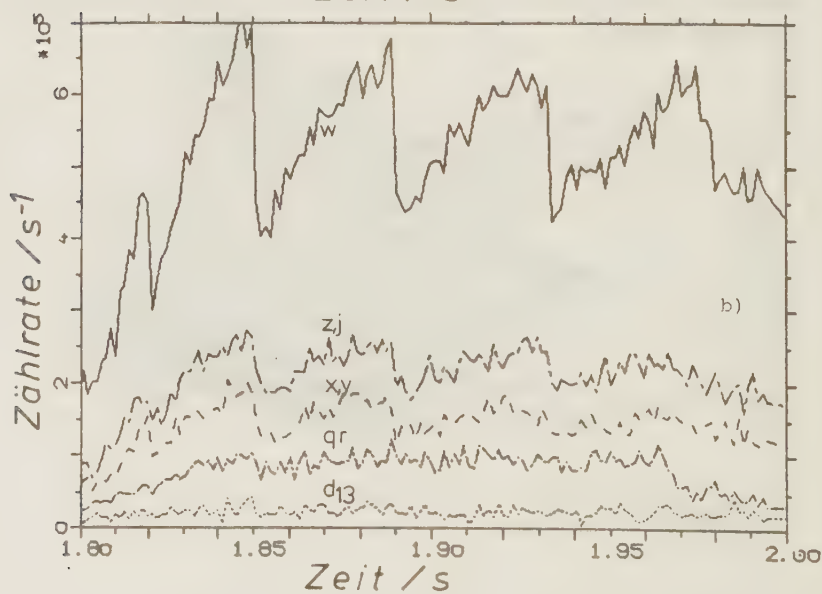
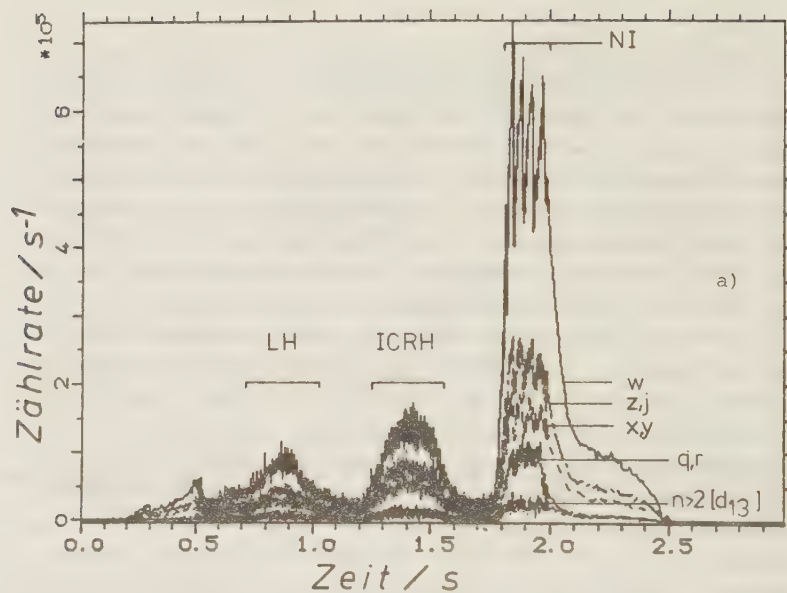


Abb. 44

Ein Beispiel hierfür ist für eine Entladung mit Neutralinjektion in Abb. 46 a,b gezeigt. Die Intensitätsverhältnisse der obengenannten Linien weisen während der Neutralinjektion bis auf die $q(r)$ -Linien keine signifikanten Signale auf. Die Tatsache, daß das Verhältnis $q(r)/w$ bei Einsetzen der Neutralinjektion schlagartig ansteigt und bei Abschalten wieder auf den alten Wert zurück geht, ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf zusätzliche Bevölkung des Satellitenzustandes durch Ladungsaustausch mit Neutralteilchen der Neutralinjektion zurückzuführen.

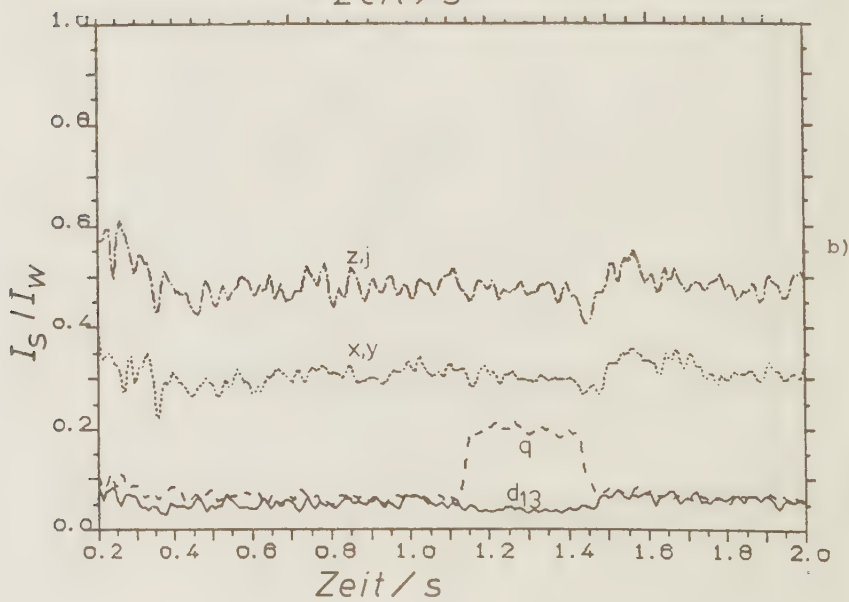
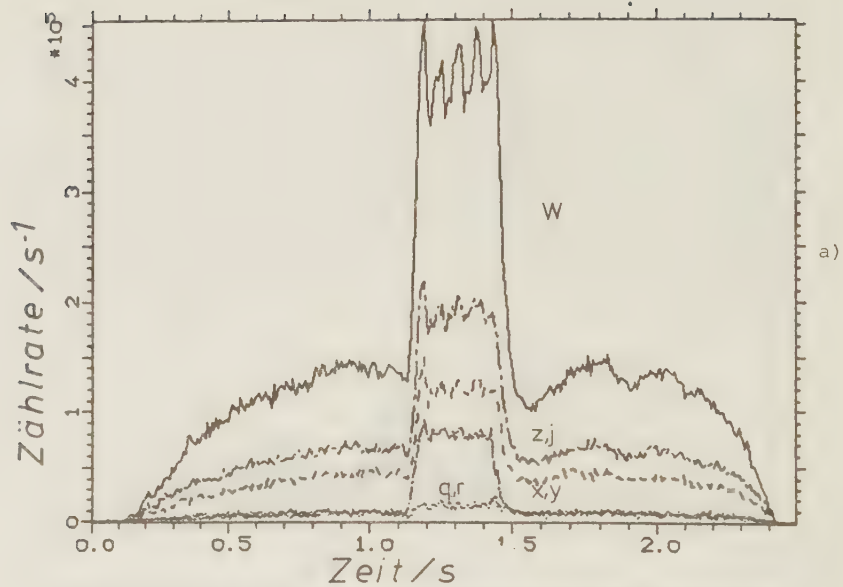


Abb. 46

7. Zusammenfassung

In Zusammenarbeit des Institutes für Experimentalphysik V der Ruhr-Universität Bochum mit dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich wurde ein 96-Kanal-Vieldraht-proportionalzähler (MWPC) entwickelt, bei dem jeder einzelne Kanal über einen Verstärker und Zähler ausgelesen werden kann. Auf diese Art und Weise erreicht man eine hohe verarbeitbare Zählrate, und damit verbunden die Möglichkeit, Spektren von Verunreinigungen in Tokamaks mit hoher Zeitauflösung zu beobachten.

Das MWPC war in der Lage, am Experiment Zählraten von ca. 1 MHz pro Draht zu registrieren. Lediglich begrenzt durch Speicherplatz erreichte das Detektorsystem eine Zeitauflösung von 0.1 - 4.7 ms, was sich für die durchgeführten Messungen als vollkommen ausreichend erwies. Mit dem verwendeten Gasgemisch $\text{P}10 + 7,6 \% \text{ i-Butan}$ konnten Gasverstärkungen von 10^4 erreicht werden und Ortsauflösungen von ca. 1.1 mm im Gegensatz zu reinem $\text{P}10$, das eine ungewöhnlich niedrige Gasverstärkung zeigte. Die Energieauflösung des Pulshöhenspektrums an jedem einzelnen Draht betrug ca. 30%.

Seinen Einsatz fand das MWPC als Detektor des Johann-Spektrometers am Tokamak ASDEX des Institutes für Plasmaphysik der Max-Planck Gesellschaft Garching bei München.

Während einer Entladung war es möglich, gleichzeitig das Spektrum von helium- und wasserstoffähnlichem Schwefel um die Resonanzlinien zu registrieren. Die aufgenommenen radialen Profile von Linienverhältnissen diverser charakteristischer heliumähnlicher Linien und dielektronischer Satelliten relativ zur heliumähnlichen Resonanzlinie zeigen zum Plasmarand hin einen erwarteten Anstieg. Das am Tokamak ALCATOR C ab einem bestimmten Radius beobachtete Absinken/31/ einiger Intensitätsverhältnisse, was auf einen Wechsel der dominierenden Besetzungsmechanismen der charakteristischen heliumähnlichen Linien hindeutet, ist im radialen Bereich von 0- ca. 25 cm nicht beobachtet worden.

Es besteht jedoch durchaus die Möglichkeit, daß sich eine solche Grenze oberhalb von $R=25$ cm ergibt.

Auch die Verteilung von wasserstoff- und heliumähnlichem Schwefel scheinen in diesem Bereich annähernd durch das Koronagleichgewicht bestimmt zu sein. Die Radialprofilmessungen von S14+ und S15+ ergaben, daß Ionentransport hier kaum berücksichtigt zu werden braucht.

Das gemessene Intensitätsverhältnis $q(r)/w$ der dielektronischen Linien q,r zeigt in ASDEX möglicherweise außerhalb von $R=15$ cm tendenziell eine Überhöhung des Verhältnisses S13+/S14+.

8. Literaturverzeichnis

- / 1/ J.S. Wang, H.R. Griem, R. Hess, W.L. Rowan und
T.P. Kochanski, University of Texas, Plasma Preprint
UMLPF 85-003 (1985)
- / 2/ P. Greve, M. Kato, H.-J. Kunze und R.S. Hornady,
Phys. Rev. A 24 , 429, (1981)
- / 3/ R.Beier, "Some Considerations on the Design of a high
Resolution X-Ray Spectrometer for Tokamak Research",
RUB, interner Bericht, (1980)
- / 4/ M. Köhler, KFA-Report Jülich, Jül-1525 (1978)
- / 5/ Übersicht "Tokamak-Experiment ASDEX", interner Bericht,
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (1984)
- / 6/ G.F. Knoll, " Radiation Detection and Measurement",
J. Wiley & Sons, New York (1979)
- / 7/ J. Källne, E. Källne, L.G. Atencio, C.L. Morris und
A.C. Thompson, MIT- Report PFC/JA-82-19 (1982)
- / 8/ G. Charpak und F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 162,
405 (1979)
- / 9/ G.Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier und
C. Zupancic, Nucl. Instr. and Meth. 62, 262 (1968)
- /10/ M. Bitter, S. von Goeler, R. Horton, M. Goldman, K.W.
Hill, N.R. Sauthoff und W. Stodiek, Phys. Rev. Lett.
42 , 5,304 (1979)
- /11/ R.D. Evans, "Compton Effect", ed. J. Flügge (Hand-
buch der Physik, Vol. 34), Springer-Verlag, Berlin
1958
- /12/ F. Sauli, CERN-Report 77-09, Geneva 1977
- /13/ siehe / 6/
- /14/ L.B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics,
University of California Press, Berkeley, 1961

- /15/ C.D. Brogles, D.A. Thomas und S.K. Haynes, Phys. Rev. 89 , 715 (1953)
- /16/ O.R. Frisch, "Progress in Nuclear Physics 3 ", London Pergamon Press LTD (1953)
- /17/ G.Charpak und F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 152 , 185 (1978)
- /18/ G. Charpak, D. Rahm und H. Steiner, Nucl. Instr. and Meth. 80 , 13 (1970)
- /19/ G. Charpak, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 , 195 (1970)
- /20/ G.A. Erskine, Nucl. Instr. and Meth. 105 , 565 (1972)
- /21/ S.C. Brown, " Basic Data of Plasma Physics", MIT Press, Cambridge, Mass. (1959)
- /22/ W. Bambynek, Nucl. Instr. and Meth. 112 , 103 (1973)
- /23/ Programmierbare CAMAC- Uhr, Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
- /24/ Ladungsvorverstärker, ZEL der KFA Jülich
- /25/ Borchert , private Mitteilung (1984)
- /26/ A.H. Gabriel und T.M. Paget, J. Phys. B 5 , 673 (1972)
- /27/ V.A. Boiko, A.Ya. Faenov, Sov. J. Quantum Electron. 8, 226 (1978)
- /28/ A.H. Gabriel, Mon. Not. R. astr. Soc. 160 , 99 (1972)
- /29/ C.B. Bhalla, A.H. Gabriel und L.G. Presnyakov, Mon.Not. R. astr. Soc. 172 , 366 (1975)
- /30/ K. Behringer, W. Engelhardt und G. Fußmann, IAEA Technical Committee Meeting on Divertor and Impurity Control, Garching (1981)

- /31/ E. Källne, J. Källne, A. Dalgarno, E.S. Marmar, J.E. Rice und A.K. Pradhan, Phys. Rev. Lett. 52 , 25, 2243 (1984)
- /32/ E. Källne, J. Källne, E.s. Marmar und J.E. Rice, MIT-Report PFC/JA-85-10 (1985)
- /33/ W. Engelhardt, "Spectroscopy in Fusion Plasmas ", in: Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions Vol. I, Varenna , Italy (1982)
- /34/ I.I. Sobelmann, L.A. Vainshtain und E.A. Yukow, "Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines", Springer-Verlag Berlin (1981)
- /35/ C. De Michelis und M. Mattioli, Nucl.Fus. 21 , 6, 686 (1981)
- /36/ E. Källne, J. Källne und A.K. Pradhan , Phys, Rev. A 28, 1,467 (1983)

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl V des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung während dieser Arbeit.

Den Herren Dr. G. Fußmann, Dr. M. Hesse und Dr. R. Bartiromo möchte ich für wertvolle Diskussionen und ihr Interesse am Fortgang der Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching bei München danken.

Ebenso bin ich den Herren Dr. M. Köhler und M. Schürer von der Kernforschungsanlage (KFA) Jülich und Dr. Presser von der Universität Dortmund für ihre Unterstützung bei der Konzeption des Zählers zu Dank verpflichtet.

Dr. Borchert und Dr. Rose von der KFA Jülich danke ich für die Möglichkeit der Durchführung von Messungen am IKP der KFA und ihre Unterstützung bei der Bereitstellung von Meßvorrichtungen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Teske vom ZEL der KFA, der mich in die Geheimnisse des Drahtwickelns einführte, und mir mit seiner Erfahrung bei Problemen und in Diskussionen stets geduldig zur Seite stand.

Herrn Dr. H. Schmid und dem Lehrstuhl I des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum möchte ich für Leihgaben an elektronischer Ausrüstung danken.

Schließlich bin ich den Technikern des Institutes und des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik und den Angehörigen der hiesigen Feinmechanischen Werkstatt für die geleistete Unterstützung dankbar.

Lebenslauf

Familienname	Burhenn
Vorname	Rainer
Geburtstag	1.8.54
Geburtsort	Bochum
Familienstand	ledig

1961 - 1966 Volksschule

1966 - 1974 Goethe - Gymnasium Bochum

1974 - 1980 Studiengang Physik Diplom an der
Ruhr-Universität Bochum

September 1976 Diplom-Vorprüfung in Physik

August 1980 Diplomprüfung in Physik

ab. 1.9.80 beschäftigt am Institut für
Experimentalphysik V, z.Zt. als
wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Während dieser Zeit

vom Juni 1984

bis April 1985

Verlegung des Dienstortes zum
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik,
Garching b. München

Bochum, den 4.6.1985

D. GRÄBNER

Dissertations- u. Offsetdruckerei

Gotenstraße 3

8602 Altendorf bei Bamberg

Telefon 09545 / 8791

